

Интернет-магазин

MATHESIS

<http://rcd.ru/shop>

Интересующие Вас книги, выпускаемые нашим издательством, дешевле и быстрее всего приобрести через наш интернет-магазин. Регистрация в магазине позволит вам

- приобретать книги по наиболее низким ценам;
 - подписаться на регулярную рассылку сообщений о книгах;
 - самое быстрое приобретение новых книг до поступления их в магазин.
-

Добеши И.

Десять лекций по вейвлетам. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 464 стр.

Книга представляет собой введение в курс вейвлет-анализа, имеющего приложение в теории временных рядов, методах распознавания образов и пр. Она является одним из лучших введений в эту область современной математики, за эту книгу Ингрид Добеши была награждена премией Лероя Стила Американского Математического Общества.

Предназначена для студентов, аспирантов, а также будет полезна преподавателям и научным сотрудникам.

ISBN 5-93972-044-7

© Перевод на русский язык

НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001

<http://rcd.ru>

Содержание

Предисловие к русскому изданию	7
Введение	9
Предварительные сведения и обозначения	14
ГЛАВА 1. Что, почему и как в вейвлетах	26
1.1. Частотно-временная локализация	26
1.2. Вейвлет-преобразование: аналогии и отличия в сравнении с оконным преобразованием Фурье	28
1.3. Различные типы вейвлет-преобразований	33
1.3.1. Непрерывные вейвлет-преобразования	33
1.3.2. Дискретное избыточное вейвлет-преобразование (фрейм)	34
1.3.3. Ортонормированные базисы вейвлетов: кратномасштабный анализ	37
Примечания	44
ГЛАВА 2. Непрерывное вейвлет-преобразование	46
2.1. Функции с ограниченной шириной полосы и теорема Шеннона	46
2.2. Множество функций с ограниченной частотной полосой, как особый случай гильбертовых пространств с воспроизводящим ядром	50
2.3. Ограничения на частотную и временную полосы	52
2.4. Непрерывное вейвлет-преобразование	55
2.5. Гильбертово пространство с воспроизводящим ядром, соответствующее непрерывному вейвлет-преобразованию	64
2.6. Непрерывное вейвлет-преобразование в многомерном случае	67
2.7. Параллели с непрерывным оконным преобразованием Фурье	68
2.8. Непрерывное преобразование как инструмент для построения полезных операторов	70

2.9. Непрерывное вейвлет-преобразование как математический увеличитель: характеристика локальной регулярности	83
Примечания	89
Глава 3. Дискретные вейвлет-преобразования: фреймы	92
3.1. Дискретизация вейвлет-преобразования	92
3.2. Общие сведения о фреймах	96
3.3. Фреймы вейвлетов	105
3.3.1. Необходимое условие: допустимость материнского вейвлета	105
3.3.2. Достаточное условие и оценки для границ фрейма	110
3.3.3. Двойственный фрейм	114
3.3.4. Некоторые вариации базовой схемы	115
3.3.5. Примеры	119
3.4. Фреймы для оконного преобразования Фурье	128
3.4.1. Необходимое условие: достаточно высокая частотно-временная плотность	129
3.4.2. Достаточное условие и оценки для границ фрейма	130
3.4.3. Двойственный фрейм	131
3.4.4. Примеры	132
3.5. Частотно-временная локализация	136
3.6. Избыточность фреймов	148
3.7. Некоторые заключительные замечания	151
Примечания	152
Глава 4. Частотно-временная плотность и ортонормированные базисы	159
4.1. Роль частотно-временной плотности для фреймов вейвлетов и оконных фреймов Фурье	159
4.2. Ортонормированные базисы	169
4.2.1. Ортонормированные базисы вейвлетов	169
4.2.2. Вновь оконное преобразование Фурье: и все-таки «хорошие» ортонормированные базисы!	175
Примечания	183
Глава 5. Ортонормированные базисы вейвлетов и кратко-масштабный анализ	186
5.1. Основная идея	186
5.2. Примеры	196
5.3. Ослабление некоторых условий	198

5.3.1. Базисы Рисса масштабирующих функций	198
5.3.2. Использование масштабирующей функции в качестве отправной точки	200
5.4. Другие примеры: семейство Батла–Лемарье	206
5.5. Регулярность базисов ортонормированных вейвлетов	214
5.6. Связь со схемами субполосной фильтрации	218
Примечания	228
Глава 6. Ортонормированные базисы вейвлетов с компактным носителем	232
6.1. Построение m_0	233
6.2. Связь с ортонормированными базисами вейвлетов	240
6.3. Необходимые и достаточные условия ортонормированности	250
6.4. Примеры вейвлетов с компактными носителями, порождающих ортонормированный базис	265
6.5. Каскадный алгоритм: связь с уточняющими схемами и схемами последовательного деления	270
Примечания	285
Глава 7. Более подробно о регулярности вейвлетов с компактными носителями	288
7.1. Методы Фурье	289
7.1.1. Методы грубой силы	289
7.1.2. Оценки убывания, полученные из инвариантных циклов	294
7.1.3. Оценки типа Литлвуда–Пэли	302
7.2. Прямой метод	309
7.3. Вейвлеты с компактными носителями и лучшей регулярностью	321
7.4. Регулярность или нулевые моменты?	322
Примечания	329
Глава 8. Симметрия базисов вейвлетов с компактными носителями	332
8.1. Отсутствие симметрии для ортонормированных вейвлетов с компактным носителем	332
8.1.1. Ближе к линейной фазе	336
8.2. Койфлеты	340
8.3. Симметричные биортогональные базисы вейвлетов	345
8.3.1. Точное восстановление	345

8.3.2. Масштабирующие функции и вейвлеты	347
8.3.3. Регулярность и нулевые моменты	354
8.3.4. Симметрия	355
8.3.5. Биортогональные базисы, близкие ортонормиро- ванному базису	365
Примечания	373
Глава 9. Характеристика функциональных пространств с помощью вейвлетов	376
9.1. Вейвлеты: безусловный базис для $L^p(\mathbb{R})$, $1 < p < \infty$. . .	376
9.2. Характеристика функциональных пространств с помо- щью вейвлетов	387
9.3. Вейвлеты для $L^1([0, 1])$	394
9.4. Интересный контраст между разложением по вейвлетам и рядом Фурье	399
Примечания	401
Глава 10. Обобщения и трюки для ортонормированных ба- зисов вейвлетов	403
10.1. Многомерные базисы вейвлетов с параметром сжатия 2 .	403
10.2. Одномерный ортогональный базис вейвлетов с целым па- раметром сжатия больше 2	410
10.3. Базисы вейвлетов с матричными сжатиями в многомер- ном случае	413
10.4. Одномерные ортонормированные базисы вейвлетов с не- целыми показателями сжатия	415
10.5. Лучшее частотное разрешение: трюк с расщеплением . .	420
10.6. Базисы вейвлет-пакетов	427
10.7. Базисы вейвлетов на интервале	428
Примечания	433
Литература	437
Предметный указатель	458

Моей матери, которая привила мне стремление быть независимой.

Моему отцу, который поддерживал мой интерес к науке.

Предисловие к русскому изданию

Книга Ингрид Добеши «Десять лекций о вейвлетах» дошла до российского читателя с опозданием на 8 лет. За эти годы теория вейвлет-базисов получила колоссальное развитие. Видимо, ни одно из направлений чистой и прикладной математики не завоевывало такой популярности за столь короткий срок. Причина этого успеха состоит в том, что новый аппарат идеален для представления нестационарных сигналов, чьи свойства меняются во времени или пространстве. Он давно ожидался прикладниками. При этом стоит отметить, что вейвлеты не подменяют собой традиционное преобразование Фурье, которое незаменимо при работе со стационарными объектами.

Словосочетание «вейвлет-революция» стало, пожалуй, самым точным для отражения процессов, происходящих в той части математики, которая имеет отношение к представлению функций и сигналов. Число текущих публикаций, относящихся к данной теме, не поддается учету ввиду огромного числа приложений, где вейвлеты нашли применение. Из последних достижений отметим лишь новый международный стандарт сжатия изображений JPEG2000 (декабрь, 2000), в котором сжатие осуществляется при помощи разложения изображения по базису вейвлетов.

Несмотря на это книга И. Добеши, подводящая итоги начального этапа развития теории и написанная по горячим следам первых фундаментальных открытий, не потеряла своей актуальности. При внимательном прочтении в ней можно обнаружить (иногда в виде кратких примечаний) основные идеи многих направлений, ставших популярными в конце 90-х годов (например, несепарабельные вейвлеты многих переменных, мульти-вейвлеты, вейвлетные фреймы). Не случайно в 1994 году за книгу «Десять лекций о вейвлетах» Ингрид Добеши была награждена премией Лероя Стила Американского Математического Общества.

Несмотря на то, что книга содержит много отступлений в сторону приложений (прежде всего в квантовую физику и цифровую обработку сигналов), ее можно считать математической. Хотя у математика,

незнакомого с основами обработки сигналов, некоторые разделы могут вызвать затруднения ввиду непривычной терминологии. Однако надо отметить, что эта терминология уже прочно вошла в вейвлет-науку, и без нее любая книга по этой тематике потеряла бы очень многое. В то же время, книга вполне доступна и представляет несомненный интерес для специалистов инженерных и естественно-научных специальностей, владеющих математикой в пределах стандартного ВУЗовского курса.

Главная сложность перевода состояла в отсутствии устоявшейся в русском языке терминологии. По этой причине в предметном указателе и по тексту приведены оригинальные версии терминов. Особенно трудным было принятие решения о переводе самого термина «wavelet», изначально появившегося в работах французских математиков как «ondelette». В работах российских математиков используются слова «всплеск», «волночка». Однако в прикладных исследованиях закрепился термин «вейвлет». И поскольку мы не сомневаемся, что большинство потенциальных читателей этой книги — прикладники, то было принято решение использовать кальку «вейвлет».

При переводе были исправлены некоторые опечатки.

Библиография дополнена списком русскоязычных публикаций по вейвлетам. Разумеется, в настоящее время самым мощным источником информации является Интернет. Для получения текущей информации о состоянии дел в вейвлет-науке (чистой и прикладной) можно рекомендовать *Вейвлет-дайджест* (www.wavelet.org). На этом сайте читатель может познакомиться с самыми последними книгами, статьями и диссертациями, узнать о предстоящих конференциях и даже задать вопрос по интересующей его проблеме. На сайте <http://www.mathsoft.com/wavelet.html> находится огромный список публикаций по теории и приложениям вейвлетов. Сайт <http://playfair.stanford.edu/~wavelab> содержит обширную библиотеку вейвлетных программ на языке Matlab, которые распространяются бесплатно. На сайте Санкт-Петербургского семинара «Всплески и их приложения» (www.math.spbu.ru/~dmp/) можно получить информацию о русскоязычных публикациях и о российских конференциях по данной тематике.

Декабрь, 2000

Евгения Мищенко, Новосибирск
Александр Петухов,
Санкт-Петербург

Введение

Вейвлеты являются сравнительно новым изобретением в прикладной математике. Это название само по себе возникло около десятилетия тому назад (см. работы Морле, Аренса, Фуржо, Жиара [149], Морле [148], Гроссмана и Морле [89]). За последние десять лет интерес к ним вырос взрывообразно. Их нынешний успех объясняется несколькими причинами. С одной стороны, концепция вейвлетов может рассматриваться как синтез идей, возникших за последние двадцать или тридцать лет в технике (субполосное кодирование), физике (когерентные состояния, группа ренормализации) и чистой математике (изучение операторов Зигмунда–Кальдерона). Вследствие своего междисциплинарного происхождения, вейвлеты представляются привлекательными для ученых и инженеров с самыми разными научными интересами. С другой стороны, вейвлеты являются довольно простым математическим инструментом с большим разнообразием возможностей для применения. Они были успешно применены для анализа сигнала (звук, изображение) (ранними ссылками являются работы Кронланда–Мартина, Морле и Гроссмана [115], Малла [133, 134], более поздние ссылки будут даны ниже) и в численном анализе (быстрые алгоритмы для интегральных преобразований в работе Бейлкина, Койфмана и Рохлина [24]).

Эта книга состоит из десяти лекций, прочитанных мной во время CBMS конференции по вейвлетам, организованной в июне 1990 кафедрой математики университета Лоуэлла, Массачусетс. В соответствии с обычным форматом таких конференций, остальные докладчики (Батл, Бейлкин, Чуи, Коэн, Койфман, Грошенинг, Ляндра, Малла, Торрезани, Виллски) прочли лекции по своим работам, связанным с вейвлетами. Более того, было организовано три семинара по приложениям в физике и обратных задачах (под руководством Де Фачио), в теории групп и гармоническом анализе (Файхтингер) и в анализе сигнала (Веттерли). Аудитория состояла из исследователей, занимающихся вейвлетами, равно как и из математиков и других ученых, которые уже имели некоторое понятие о вейвлетах, но хотели бы узнать больше. Эта, вторая, группа представляла большую часть аудитории. Я посчитала

своей задачей дать этой части аудитории вводный курс по вейвлетам, который бы послужил надежной основой для понимания новых работ, представленных остальными лекторами и мной. По этой причине около двух третей моих лекций состояли из «основ теории вейвлетов», а оставшаяся треть была посвящена недавней и неопубликованной работе. Такое деление также отражено и в настоящей книге. В конечном итоге, как я считаю, книга будет полезна как курс по введению в предмет для самостоятельного чтения либо для семинаров или как курс лекций для аспирантов. Ни одна из лекций или статей, представленных на конференции, не была включена в книгу. В результате, эта работа была написана скорее под влиянием моей собственной работы, чем конференции. Во многих случаях я включила указания на ссылки для дальнейшего чтения или детальные представления конкретных приложений, дополняющие текст. Перечислю другие опубликованные книги по вейвлетам: *Wavelets and Time Frequency Methods* (Комбе, Гроссман и Чамичан [49]), которая содержит материалы Международной Конференции по Вейвлетам, проведенной в Марселе, Франция, в декабре 1987 года, *Ondelettes* (Мейер [142]) (на французском языке, скоро ожидается английское издание), которая содержит более расширенное математическое объяснение, чем настоящие лекции, а также экскурс в другие приложения, *Les Ondelettes en 1989* (под редакцией Лемарье [125]), сборник лекций, прочитанных в университете Париж XI весной 1989 года, и *An Introduction to Wavelets* (Чуи [31]), введение с точки зрения теории аппроксимации. Материалы Международной Конференции по Вейвлетам, проведенной в Марселе в мае 1989 года, как ожидается, будут скоро опубликованы (Мейер [143]). Более того, многим участникам СВМС конференции, а также исследователям, которые не смогли участвовать в работе, было предложено написать эссе по своим работам, связанным с вейвлетами. Результатом является сборник *Wavelets and their Applications* (Рускай и другие [159]), который можно рассматривать как дополнение к данной книге. Другой сборник — это *Wavelets: A Tutorial in Theory and Applications* (под редакцией Чуи [132]). Кроме того, я информирована о некоторых других сборниках, готовящихся к публикации (под редакцией Бенедетто и Фразьера и еще одного под редакцией Барло), и книге Холшнайдера. Есть еще специальный выпуск IEEE Trans. Inform.Theory, март 1992 года; еще один готовится к выпуску в 1992 году в Constructive Approximation Theory и еще один в 1993, в IEEE Trans. Sign. Proc. Кроме того, некоторые недавно вышед-

шие книги содержат главы о вейвлетах. Например, *Multirate Systems and Filter Banks*, (Вайданатан [174]), *Quantum Physics, Relativity and Complex Spacetime: Towards a New Synthesis* (Кайзер [109]). Читатели, заинтересовавшиеся данными лекциями, найдут эти книги и специальные выпуски полезными для объяснения многих деталей и остальных аспектов, не достаточно полно отраженных здесь. Это тем более понятно, что рассматриваемая область по-прежнему быстро развивается.

Эта книга, более или менее, следует курсу моих лекций: каждая из десяти глав представляет одну из десяти лекций, помещенных в том порядке, в котором они читались. Первая глава представляет краткий обзор различных аспектов вейвлет-преобразования. Она является наброском большой фрески, последующие главы заполняют ее деталями. Мы рассматриваем непрерывное вейвлет-преобразование (глава 2, с коротким обзором функций с ограниченным спектром и теоремой Шеннона), избыточное дискретное вейвлет-преобразование (фреймы, глава 3) и обсуждаем, в общих чертах, частотно-временную плотность и возможность существования ортонормированных базисов (глава 4). Бóльшая часть результатов из глав 2–4 может быть сформулирована как для оконного преобразования Фурье, так и для вейвлет-преобразования. Поэтому оба случая рассматриваются параллельно, с указанием сходства и различия. Оставшиеся главы сфокусированы на ортонормированных базисах вейвлетов: кратномасштабный анализ и первая общая стратегия для конструирования ортонормированных базисов вейвлетов (глава 5), ортонормированные базисы вейвлетов с компактными носителями и их связь с субполосным кодированием (глава 6), строгие оценки регулярности для таких базисов (глава 7), симметрия для вейвлет-базисов с компактным носителем (глава 8). Глава 9 показывает, что ортонормированные базисы «хороши» для многих функциональных пространств, где методы Фурье работают не очень хорошо. Эта глава наиболее математическая из всех глав книги, большинство ее материалов не связаны с приложениями, обсуждаемыми в других главах, так что она может быть пропущена читателями, не заинтересованными в этом аспекте теории вейвлетов. Я включила ее по нескольким причинам: вид оценок, используемых в доказательстве, очень важен в гармоническом анализе, а подобные (хотя более сложные) оценки из доказательства $T(1)$ -теоремы Давида и Журне послужили основанием для приложений в численном анализе в работе Бейлкина, Койфмана и Рохлина [24]. Более того, теорема Зигмунда–Кальдерона, объяснен-

ная в этой главе, иллюстрирует, как техника использования различных масштабов, один из прототипов вейвлетов, использовалась в гармоническом анализе задолго до изобретения вейвлетов. Наконец, глава 10 обрисовывает несколько расширений конструкции ортонормированных вейвлет-базисов: для многомерного случая, для параметра сжатия, не равного двум (и даже нецелого), с возможностью лучшей частотной локализации, для случая вейвлет-базисов на конечном интервале, а не на всей оси. Каждая глава завершается параграфом из пронумерованных примечаний, возникающих по ходу главы. Они содержат дополнительные ссылки, доказательства, замечания и прочее.

Эта книга — математическая, в ней приводится и доказывается много теорем. Она также подразумевает наличие некоторой математической подготовки. В частности, я предполагаю, что читатель обладает некоторыми познаниями в области преобразования и рядов Фурье. Я также использую некоторые основные теоремы из теории меры и интегрирования (лемма Фату, теорема об интегрируемости предела мажорируемой последовательности, теорема Фубини, они могут быть найдены в любом хорошем учебнике по вещественному анализу). В некоторых главах полезно было бы знакомство с основами теории гильбертовых пространств. Список основных понятий и теорем, используемых в книге, приведен в главе «Предварительные сведения».

Читатель, обнаруживший, что он или она не знает всего этого, не должен отчаиваться: большую часть этой книги можно понять, зная лишь основы анализа Фурье. Более того, я постаралась придерживаться прозаического стиля в большинстве доказательств с риском быть скучной для математически изощренного читателя. Поэтому, я надеюсь, книга будет интересна не математикам. По этой причине я отошла от последовательности «определение — лемма — предложение — теорема — следствие» и старалась более опираться на интуицию, даже если это вело к более многословному изложению. Я надеюсь, что мне удастся разделить мое восхищение с читателями этим междисциплинарным объектом, который появился в моей научной жизни.

Я хочу использовать возможность, чтобы выразить мою благодарность многим людям, которые сделали проведение конференции в Лоуэлле свершившимся фактом: организационному комитету и кафедре математики университета Лоуэлла, в частности, профессору Кайзеру и профессору Рускай. Успех конференции, которая неожиданно собрала намного больше участников, чем это обычно было на такого рода конфе-

ренциях, объясняется, в большей части, ее очень хорошей организацией. Как говорит И. Джеймс (1991), организатор с большим опытом работы: «каждая конференция имеет место быть в основном благодаря усилиям одного единственного человека, который делает почти всю работу». Таким человеком на конференции в 1990 году была Мери Бетт Рускай. Я особенно благодарна ей за предложение провести конференцию, в первую очередь, за организацию конференции таким образом, что я была минимально загружена бумажной работой. Перед конференцией я имела возможность апробировать большинство своих материалов, прочтя курс лекций для аспирантов на кафедре математики в университете Мичигана, в Энн Арбор. Мой визит был совместно поддержан Национальным научным фондом и университетом Мичигана. Я хочу поблагодарить эти организации за их поддержку. Я хочу поблагодарить весь факультет и студентов, которые посещали мой курс, обеспечивали обратную связь и вносили полезные предложения. Рукопись была отпечатана Мартиной Шарп, которой я благодарна за ее терпение, старание и за ее замечательную работу. Без нее я бы даже не сделала попыток написать эту работу. Я признательна Джефу Лагра за редакторские замечания. Несколько человек помогли мне вычитать верстку, всем им я очень признательна. Я особенно благодарна Паскалю Ошеру, Джерри Кайзеру, Мин-Джун Лаю и Мартину Веттерли. Все оставшиеся ошибки, конечно, лежат на моей совести. Я также хочу поблагодарить Джима Дрискола и Шарон Мюррел за помощь в подготовке авторского указателя. Наконец, я хочу поблагодарить своего мужа Роберта Кальдербанка за его поддержку. Для нашей семьи, где карьеру делают двое, иногда это означает, что он, также как и я, докажет на несколько теорем меньше.

*Университет Рутгерс и AT&T
Bell Laboratories*

Ингрид Добеши

Предварительные сведения и обозначения

В этой вводной главе мы зафиксируем обозначения и нормировки. Здесь же приведем некоторые основные теоремы, которые затем будут использованы в книге. Для тех, кто не очень хорошо знаком с гильбертовыми и банаховыми пространствами, помещаем очень краткий «букварь». (Его следует использовать, в основном, как ссылку, к которой нужно обратиться в тех случаях, когда читатель встречается с языком гильбертовых и банаховых пространств, с которым он (или она) не знаком. В большинстве глав эти понятия не используются.)

Начнем с некоторых соглашений относительно обозначений. Для $x \in \mathbb{R}$ мы пишем $[x]$ для обозначения наибольшего целого, не превосходящего x :

$$[x] = \max\{n \in \mathbb{Z}; n \leq x\}.$$

Например, $[3/2] = 1$, $[-3/2] = -2$, $[-2] = -2$. Аналогично, $\lceil x \rceil$ — наименьшее целое число, большее или равное x .

Если $a \rightarrow 0$ (или ∞), то мы обозначим через $O(a)$ любую величину, ограниченную некоторой постоянной, умноженной на a , и через $o(a)$ любую величину, которая стремится к 0 (или ∞) вместе с a .*

Окончание доказательства помечается значком ■, для ясности многие замечания или примеры завершаются значком □.

Во многих доказательствах C обозначает постоянную, которая не обязательно имеет одно и то же значение на протяжении всего доказательства. В цепочке неравенств я часто использую C , C' , C'' , ... или C_1 , C_2 , C_3 , ..., чтобы избежать недоразумений.

Мы используем следующее соглашение относительно преобразования Фурье (в одномерном случае):

$$(\mathcal{F}f)(\xi) = \widehat{f}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ix\xi} f(x). \quad (0.0.1)$$

*Точнее, назовем $o(a)$ любую величину, для которой $o(a) \rightarrow 0$, когда $a \rightarrow 0$ (или ∞). — *Прим. ред.*

С такой нормировкой имеем

$$\|\widehat{f}\|_{L^2} = \|f\|_{L^2}, \quad |\widehat{f}(\xi)| \leq (2\pi)^{-1/2} \|f\|_{L^1},$$

где

$$\|f\|_{L^p} = \left[\int dx |f(x)|^p \right]^{1/p}. \quad (0.0.2)$$

Обратное преобразование Фурье определяется как

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{i\xi x} (\mathcal{F}f)(\xi) = (\mathcal{F}f)^{\vee}(x), \quad \check{g}(x) = \hat{g}(-x). \quad (0.0.3)$$

Строго говоря, (0.0.1), (0.0.3) корректно определены, если f , соответственно $\mathcal{F}f$, являются абсолютно интегрируемыми. Для общего случая $f \in L^2$ следует определять $\mathcal{F}f$ с помощью предельного перехода (см. ниже). Мы будем неявно предполагать, что соответствующий предельный переход используется во всех случаях и писать, подобающе злоупотребляя обозначениями, формулы, подобные (0.0.1) и (0.0.3), даже когда предельный переход лишь подразумевается.

Стандартное свойство преобразования Фурье:

$$\mathcal{F}\left(\frac{d^l}{dx^l}f\right) = (i\xi)^l (\mathcal{F}f)(\xi),$$

отсюда

$$\int dx |f^{(l)}(x)|^2 < \infty \leftrightarrow \int d\xi |\xi|^{2l} |\widehat{f}(\xi)|^2 < \infty,$$

при этом $f^{(l)} = \frac{d^l}{dx^l}f$.

Если функция f имеет компактный носитель, т.е. $f(x) = 0$ для $x < a$ или $x > b$, где $-\infty < a < b < \infty$, то ее преобразование Фурье $\widehat{f}(\xi)$ корректно определено для комплексных ξ и

$$\begin{aligned} |\widehat{f}(\xi)| &\leq (2\pi)^{-1/2} \int_a^b dx e^{(\operatorname{Im} \xi)x} |f(x)| \leq \\ &\leq (2\pi)^{-1/2} \|f\|_{L^1} \begin{cases} e^{b(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \geq 0, \\ e^{a(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \leq 0. \end{cases} \end{aligned}$$

Более того, если f бесконечно дифференцируема, то применив такие же рассуждения к $f^{(l)}$, можно получить оценку для $|\xi|^l |\hat{f}(\xi)|$. Таким образом, для функции f из C^∞ с носителем $[a, b]$ существует константа C_N такая, что аналитическое продолжение преобразования Фурье функции f удовлетворяет неравенству

$$|\hat{f}(\xi)| \leq C_N (1 + |\xi|)^{-N} \begin{cases} e^{b(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \geq 0, \\ e^{a(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \leq 0. \end{cases} \quad (0.0.4)$$

Обратно, любая целая функция, которая удовлетворяет оценке вида (0.0.4) для всех $N \in \mathbb{N}$, является аналитическим продолжением преобразования Фурье функции f из C^∞ с носителем $[a, b]$. Это утверждение теоремы Пэли–Винера.

Время от времени мы будем встречаться с распределениями (обобщенными функциями). Это линейные отображения T из множества $\mathcal{S}(\mathbb{R})$, состоящего из функций класса C^∞ , убывающих быстрее, чем любая отрицательная степень $(1 + |x|)^{-N}$, в $\mathbb{C}$ такие, что для любых $m, n \in \mathbb{N}$ существуют $C_{n,m}$, для которых выполнено

$$|T(f)| \leq C_{n,m} \sup_{x \in \mathbb{R}} |(1 + |x|)^n f^{(m)}(x)|$$

для всех $f \in \mathcal{S}(\mathbb{R})$. Множество всех распределений обозначается $\mathcal{S}'(\mathbb{R})$. Любая полиномиально ограниченная функция F может быть интерпретирована как распределение, при этом $F(f) = \int dx \bar{F}(x) f(x)$. Другим примером является так называемая « δ -функция» Дирака, $\delta(f) = f(0)$. Говорят, что распределение T имеет носитель $[a, b]$, если $T(f) = 0$ для всех функций f , носитель которых имеет пустое пересечение с $[a, b]$. Можно определить преобразование Фурье $\mathcal{F}T$ или $\hat{T}$ для распределения T : $\hat{T}(f) = T(\hat{f})$ (если T — функция, то это определение совпадает с данным ранее). Существует версия теоремы Пэли–Винера для распределений: целая функция $\hat{T}(\xi)$ является аналитическим продолжением преобразования Фурье распределения T в $S'(\mathbb{R})$ с носителем $[a, b]$ тогда и только тогда, когда для некоторых $N \in \mathbb{N}$ и $C_N > 0$ выполняется неравенство

$$|\hat{T}(\xi)| \leq C_N (1 + |\xi|)^N \begin{cases} e^{b(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \geq 0, \\ e^{a(\operatorname{Im} \xi)}, & \text{если } \operatorname{Im} \xi \leq 0. \end{cases}$$

Единственная мера, которую мы будем использовать, — это мера Лебега на $\mathbb{R}$ и $\mathbb{R}^n$. Часто будем обозначать меру (Лебега) для S через $|S|$, в частности, $|[a, b]| = b - a$, где $b > a$.

Хорошо известны теоремы из теории меры и интегрирования, которыми мы будем пользоваться:

Лемма Фату. Если $f_n \geq 0$, $f_n(x) \rightarrow f(x)$ почти всюду (т. е. множество точек, где поточечная сходимость не выполняется, имеет лебегову меру ноль), тогда

$$\int dx f(x) \leq \limsup_{n \rightarrow \infty} \int dx f_n(x).$$

В частности, если $\limsup$ конечен, то f интегрируема.

($\limsup$ последовательности определяется как

$$\limsup_{n \rightarrow \infty} \alpha_n = \lim_{n \rightarrow \infty} [\sup\{\alpha_k; k \geq n\}];$$

любая последовательность, даже не имеющая предела, например $\alpha_n = (-1)^n$, имеет $\limsup$, который может быть ∞ ; для последовательностей, имеющих предел, $\limsup$ совпадает с этим пределом.)

Теорема об интегрируемости предела мажорируемой последовательности. Пусть $f_n(x) \rightarrow f(x)$ почти всюду. Если $|f_n(x)| \leq g(x)$ для всех n и $\int dx g(x) < \infty$, то f интегрируема и

$$\int dx f(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \int dx f_n(x).$$

Теорема Фубини. Если $\int dx [\int dy |f(x, y)|] < \infty$, то

$$\int dx \int dy f(x, y) = \int dx \left[\int dy f(x, y) \right] = \int dy \left[\int dx f(x, y) \right],$$

т. е. возможна перемена порядка интегрирования.

В этих трех теоремах областью интегрирования может выступать любое измеримое множество из $\mathbb{R}$ (или $\mathbb{R}^2$ для теоремы Фубини).

Обычное обозначение при использовании гильбертова пространства — $\mathcal{H}$, если только оно не имеет названия. Мы будем следовать соглашению, принятому среди математиков, и использовать скалярные произведения, линейные по *первому* аргументу:

$$\langle \lambda_1 u_1 + \lambda_2 u_2, v \rangle = \lambda_1 \langle u_1, v \rangle + \lambda_2 \langle u_2, v \rangle.$$

Как обычно, имеем

$$\langle v, u \rangle = \overline{\langle u, v \rangle},$$

где $\overline{\alpha}$ обозначает комплексное сопряжение α , и $\langle u, u \rangle \geq 0$ для всех $u \in \mathcal{H}$. Определим норму $\|u\|$ для u через

$$\|u\|^2 = \langle u, u \rangle. \quad (0.0.5)$$

В гильбертовом пространстве $\|u\| = 0$ влечет $u = 0$, а все последовательности Коши (в смысле $\|\cdot\|$) имеют пределы из этого же пространства. (Более точно: если $u_n \in \mathcal{H}$, а $\|u_n - u_m\|$ меньше любого наперед заданного числа при достаточно больших n, m , т.е. для любого $\varepsilon > 0$ существует n_0 , зависящее от ε , такое, что $\|u_n - u_m\| \leq \varepsilon$ для $n, m \geq n_0$, то существует $u \in \mathcal{H}$, такое, что u_n стремится к u при $n \rightarrow \infty$, т.е. $\lim_{n \rightarrow \infty} \|u - u_n\| = 0$.)

Стандартным примером гильбертова пространства является пространство $L^2(\mathbb{R})$, в нем

$$\langle f, g \rangle = \int dx f(x) \overline{g(x)}.$$

Здесь интегрирование берется от $-\infty$ до ∞ ; мы часто будем опускать пределы интегрирования, если ведем его вдоль всей вещественной оси.

Другим примером является $l^2(\mathbb{Z})$, множество всех суммируемых с квадратом последовательностей комплексных чисел с целыми индексами и

$$\langle c, d \rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \overline{d_n}.$$

Снова будем опускать пределы суммирования, если суммируем по всем целым числам. Оба пространства $L^2(\mathbb{R})$ и $l^2(\mathbb{Z})$ имеют бесконечномерные базисы. Еще проще выглядят конечномерные гильбертовы пространства, стандартным примером которых является $\mathbb{C}^k$ со скалярным произведением

$$\langle u, v \rangle = \sum_{j=1}^k u_j \overline{v_j},$$

для $u = (u_1, \dots, u_k)$, $v = (v_1, \dots, v_k) \in \mathbb{C}^k$.

Гильбертовы пространства всегда имеют ортонормированные базисы, т.е. в них существуют такие семейства векторов $e_n \in \mathcal{H}$, что

$$\langle e_n, e_m \rangle = \delta_{n,m}$$

и

$$\|u\|^2 = \sum_n |\langle u, e_n \rangle|^2$$

для всех $u \in \mathcal{H}$. (Мы рассматриваем только сепарабельные гильбертовы пространства, т.е. пространства, в которых ортонормированные базисы являются счетными). Примерами ортонормированных базисов могут служить функции Эрмита в $L^2(\mathbb{R})$, последовательности e_n , определенные как $(e_n)_j = \delta_{n,j}$, $n, j \in \mathbb{Z}$, из $l^2(\mathbb{Z})$ (т.е. все компоненты кроме n -й равны нулю), или k векторов $e_1, \dots, e_k \in \mathbb{C}^k$, определенные как $(e_l)_m = \delta_{l,m}$, $1 \leq l, m \leq k$. (Мы используем символ Кронекера δ в его обычном значении: $\delta_{i,j} = 1$, если $i = j$, 0, если $i \neq j$.)

Стандартное неравенство в гильбертовом пространстве, неравенство Коши–Шварца

$$|\langle v, w \rangle| \leq \|v\| \|w\|, \quad (0.0.6)$$

легко доказывается путем выписывания (0.0.5) для подходящих линейных комбинаций v и w . В частности, для $f, g \in L^2(\mathbb{R})$ мы имеем

$$\left| \int dx f(x) \overline{g(x)} \right| \leq \left(\int dx |f(x)|^2 \right)^{1/2} \left(\int dx |g(x)|^2 \right)^{1/2},$$

и для $c = (c_n)_{n \in \mathbb{Z}}$, $d = (d_n)_{n \in \mathbb{Z}} \in l^2(\mathbb{Z})$,

$$\sum_n c_n \overline{d_n} \leq \left(\sum_n |c_n|^2 \right)^{1/2} \left(\sum_n |d_n|^2 \right)^{1/2}.$$

Из (0.0.6) следует, что

$$\|u\| = \sup_{v, \|v\| \leq 1} |\langle u, v \rangle| = \sup_{v, \|v\|=1} |\langle u, v \rangle|. \quad (0.0.7)$$

Операторами на $\mathcal{H}$ являются линейные отображения из $\mathcal{H}$ в другое гильбертово пространство, часто само $\mathcal{H}$. Точнее, если A — некоторый оператор на $\mathcal{H}$, то

$$A(\lambda_1 u_1 + \lambda_2 u_2) = \lambda_1 A u_1 + \lambda_2 A u_2.$$

Оператор непрерывен, если любое $Au - Av$ можно сделать сколь угодно малым, выбирая малым $u - v$. Точнее, для любого $\varepsilon > 0$ должно

существовать δ (зависящее от ε), такое, что $\|u - v\| \leq \delta$ влечет $\|Au - Av\| \leq \varepsilon$. Если мы возьмем $v = 0$, $\varepsilon = 1$, то обнаруживаем, что для некоторого $b > 0$ $\|Au\| \leq 1$, если $\|u\| \leq b$. Для любого $w \in \mathcal{H}$ мы можем определить $w' = \frac{b}{\|w\|}w$. Ясно, что $\|w'\| \leq b$ и, таким образом, $\|Aw\| = \frac{\|w\|}{b}\|Aw'\| \leq b^{-1}\|w\|$. Если $\|Aw\|/\|w\|$ ($w \neq 0$) ограничено, то оператор A называется ограниченным. Мы только что показали, что любой непрерывный оператор ограничен; обратное также верно. Норма $\|A\|$ для A определена

$$\|A\| = \sup_{u \in \mathcal{H}, \|u\| \neq 0} \|Au\|/\|u\| = \sup_{\|u\|=1} \|Au\|. \quad (0.0.8)$$

Отсюда немедленно следует, что для всех $u \in \mathcal{H}$

$$\|Au\| \leq \|A\| \|u\|.$$

Операторы из $\mathcal{H}$ в $\mathbb{C}$ называются линейными функционалами. Для ограниченных линейных функционалов имеем теорему Рисса о представлении: для любого $l: \mathcal{H} \rightarrow \mathbb{C}$, линейного и ограниченного, т.е. $|l(u)| \leq C\|u\|$ для всех $u \in \mathcal{H}$, существует единственный $v_l \in \mathcal{H}$, такой, что $l(u) = \langle u, v_l \rangle$.

Оператор U из $\mathcal{H}_1$ в $\mathcal{H}_2$ называем изометрическим, если $\langle Uv, Uw \rangle = \langle v, w \rangle$ для всех $v, w \in \mathcal{H}_1$, унитарным, если, более того, $U\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2$, т.е. каждый элемент $v_2 \in \mathcal{H}_2$ может быть записан как $v_2 = Uv_1$ для некоторого $v_1 \in \mathcal{H}_1$. Если e_n образуют ортонормированный базис в $\mathcal{H}_1$ и U — унитарный, то Ue_n образуют ортонормированный базис в $\mathcal{H}_2$. Обратное также верно: любой оператор, который отображает ортонормированный базис в другой ортонормированный базис, является унитарным.

Множество D называется плотным в $\mathcal{H}$, если любой элемент $u \in \mathcal{H}$ может быть записан как предел последовательности u_n из D . (Говорят, что замыкание D совпадает со всем $\mathcal{H}$. Замыкание множества S получается добавлением всех v , являющихся пределами последовательностей из S .) Если Av определены только для $v \in D$, но мы знаем, что

$$\|Av\| \leq C\|v\| \quad \text{для всех } v \in D, \quad (0.0.9)$$

то мы можем расширить A на все $\mathcal{H}$ «по непрерывности». Точнее, если $u \in \mathcal{H}$, то находим $u_n \in D$ такую, что $\lim_{n \rightarrow \infty} u_n = u$. Тогда u_n обязательно будет последовательностью Коши, и, ввиду (0.0.9), такой же будет

и Au_n ; Au_n , таким образом, имеет предел, который мы назовем Au (он не зависит от конкретного выбора последовательности u_n).

Нам придется иметь дело и с неограниченными операторами, т. е. A , для которых не существует конечной C такой, что $\|Au\| \leq C\|u\|$ выполнено для всех $u \in \mathcal{H}$. Известно, что обычно они определены только на плотном множестве D в $\mathcal{H}$ и не могут быть продолжены с помощью описанного трюка (поскольку не являются непрерывными). В качестве примера мы можем взять $\frac{d}{dx}$ в $L^2(\mathbb{R})$, где $D = C_0^\infty(\mathbb{R})$, множество бесконечно дифференцируемых функций с компактными носителями. Плотное множество, на котором оператор определен, называется его областью определения.

Сопряженным к ограниченному оператору A из гильбертова пространства $\mathcal{H}_1$ в гильбертово пространство $\mathcal{H}_2$ (которое может совпадать с $\mathcal{H}_1$) является оператор A^* из $\mathcal{H}_2$ в $\mathcal{H}_1$, определенный выражением

$$\langle u_1, A^*u_2 \rangle = \langle Au_1, u_2 \rangle,$$

которое должно выполняться для всех $u_1 \in \mathcal{H}_1$, $u_2 \in \mathcal{H}_2$. (Существование A^* гарантировано теоремой Рисса: для фиксированного u_2 мы можем определить линейный функционал l из $\mathcal{H}_1$ с помощью $l(u_1) = \langle Au_1, u_2 \rangle$. Он, очевидно, является ограниченным и соответствует вектору v так, что $\langle u_1, v \rangle = l(u_1)$. Легко проверить, что соответствие $u_2 \rightarrow v$ — линейное, оно и определяет оператор A^* .) Имеем

$$\|A^*\| = \|A\|, \quad \|A^*A\| = \|A\|^2.$$

Если $A^* = A$ (при условии, что A отображает $\mathcal{H}$ в себя), то A называется самосопряженным. Если самосопряженный оператор A удовлетворяет $\langle Au, u \rangle \geq 0$ для всех $u \in \mathcal{H}$, то он называется положительным оператором. Это часто обозначается как $A \geq 0$. Мы будем писать $A \geq B$, если $A - B$ — положительный оператор.

Ядерными операторами называются специальные операторы такие, что сумма $\sum_n |\langle Ae_n, e_n \rangle|$ конечна для *всех* ортонормированных базисов в $\mathcal{H}$. Для таких операторов $\sum_n \langle Ae_n, e_n \rangle$ не зависит от выбранного ортонормированного базиса; мы назовем такую сумму следом A ,

$$\text{Tr } A = \sum_n \langle Ae_n, e_n \rangle.$$

Если A — положительный, то достаточно проверить является ли $\sum_n \langle Ae_n, e_n \rangle$ конечной для одного ортонормированного базиса; если это так, то A — ядерный оператор. (Это не выполняется для неположительных операторов!)

Спектр $\sigma(A)$ оператора A из $\mathcal{H}$ в себя состоит из всех $\lambda \in \mathbb{C}$ таких, что $A - \lambda \text{Id}$ (Id обозначает тождественный оператор, $\text{Id } u = u$) не имеет ограниченного обратного. В конечномерном гильбертовом пространстве $\sigma(A)$ состоит из собственных значений A , в бесконечномерном случае $\sigma(A)$ содержит все собственные значения (образующие точечный спектр), но часто содержит и другие λ , образующие непрерывный спектр. (Например, в $L^2(\mathbb{R})$ умножение $f(x)$ на $\sin \pi x$ не имеет точечного спектра, но его непрерывным спектром является $[-1, 1]$.) Спектр самосопряженного оператора состоит только из вещественных чисел; спектр положительного оператора содержит лишь неотрицательные числа. Спектральный радиус $\rho(A)$ определен с помощью

$$\rho(A) = \sup\{|\lambda|; \lambda \in \sigma(A)\}.$$

Он имеет свойство:

$$\rho(A) \leq \|A\| \quad \text{и} \quad \rho(A) = \lim_{n \rightarrow \infty} \|A^n\|^{1/n}.$$

Самосопряженный оператор может быть диагонализирован. Легче всего это понять, если спектр состоит только из собственных значений (как в случае конечной размерности). Имеем

$$\sigma(A) = \{\lambda_n; n \in \mathbb{N}\},$$

с соответствующим ортонормированным семейством собственных векторов

$$Ae_n = \lambda_n e_n.$$

Тогда для всех $u \in \mathcal{H}$

$$Au = \sum_n \langle Au, e_n \rangle e_n = \sum_n \langle u, Ae_n \rangle e_n = \sum_n \lambda_n \langle u, e_n \rangle e_n,$$

что является диагонализацией A . (Спектральные теоремы позволяют нам обобщить этот результат, если часть спектра (или весь спектр)

непрерывна, но нам это не понадобится). Если два оператора коммутируют, т.е. $ABu = BAu$ для всех $u \in \mathcal{H}$, то их можно диагонализировать одновременно: существует ортонормированный базис такой, что

$$Ae_n = \alpha_n e_n \quad \text{и} \quad Be_n = \beta_n e_n.$$

Многие из перечисленных свойств ограниченных операторов могут быть сформулированы для неограниченных операторов: сопряженные, спектр, диагонализация — все это существует и для неограниченных операторов. Необходимо, однако, быть осторожным с областями определения. Например, обобщение одновременной диагонализации коммутирующих операторов требует аккуратного определения коммутирующих операторов: существуют патологические примеры, где оба A, B определены в области D , AB и BA имеют смысл в D , но A, B не диагонализуются одновременно (поскольку D слишком «мала», для примера см. Рид, Саймон [191]). Точное определение коммутативности для неограниченных самосопряженных операторов использует понятие соответствующих ограниченных операторов: H_1 и H_2 коммутируют, если соответствующие им унитарные эволюционные операторы коммутируют. Для самосопряженного оператора H соответствующий унитарный эволюционный оператор U_t определен следующим образом: для любого $v \in D$, области определения H (осторожно: область определения самосопряженного оператора не является просто плотным множеством, на котором определен H), $U_T v$ — это решение $v(t)$ в момент $t = T$ дифференциального уравнения

$$i \frac{d}{dt} v(t) = H v(t),$$

с начальным условием $v(0) = v$.

Банаховы пространства имеют много общих свойств с гильбертовыми, но являются более общим понятием. Они являются линейными пространствами с нормой (которая не обязательно, а в общем случае и вовсе не получается из скалярного произведения), полными относительно этой нормы (т.е. все последовательности Коши сходятся, см. выше). Некоторые из понятий, приведенных выше для гильбертовых пространств, существуют и для банаховых пространств, например, ограниченные операторы, линейные функционалы, спектры, спектральные радиусы. Примером банахова пространства, не являющегося гильбертовым, является $L^p(\mathbb{R})$, множество всех функций f из $\mathbb{R}$ таких, что

$\|f\|_{L^p}$ (см. (0.0.2)) конечна, $1 \leq p \leq \infty$, $p \neq 2$. Другим примером служит $L^\infty(\mathbb{R})$, множество всех ограниченных функций на $\mathbb{R}$, $\|f\|_{L^\infty} = \sup_{x \in \mathbb{R}} |f(x)|$. Двойственным пространством E^* к банахову пространству E является множество всех ограниченных линейных функционалов на E ; оно также линейно, с естественной нормой (определенной как в (0.0.7)), полное относительно этой нормы: E^* само является банаховым. В случае L^p -пространств, $1 \leq p \leq \infty$, оказывается, что элементы из L^q , где p и q связаны соотношением $p^{-1} + q^{-1} = 1$, определяют линейные функционалы на L^p . В самом деле, по неравенству Гельдера

$$\left| \int dx f(x) \overline{g(x)} \right| \leq \|f\|_{L^p} \|g\|_{L^q}.$$

Оказывается, что все ограниченные линейные функционалы на L^p имеют такой вид, т.е. $(L^p)^* = L^q$. В частности, L^2 двойственно само себе, по теореме Рисса (см. выше) каждое гильбертово пространство двойственно самому себе. Сопряженный A^* к оператору A из E_1 в E_2 является оператором из E_2^* в E_1^* , определенным по правилу

$$(A^* l_2)(v_1) = l_2(A v_1).$$

Существуют различные типы базисов в банаховых пространствах. (Мы снова рассмотрим только случай сепарабельных пространств, в которых базисы счетны). Элементы e_n образуют базис Шаудера, если для всех $v \in E$ существует единственная $\mu_n \in \mathbb{C}$ такая, что $v = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n=1}^N \mu_n e_n$ (т.е. $\|v - \sum_{n=1}^N \mu_n e_n\| \rightarrow 0$, если $N \rightarrow \infty$). Требование единственности на μ_n влечет линейную независимость e_n , в том смысле, что ни один e_n не может лежать в линейной оболочке, натянутой на остальные элементы, т.е. не существует γ_m таких, что $e_n = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{m=1, m \neq n}^N \gamma_m e_m$. Для базиса Шаудера порядок e_n может быть важным. Базис называется безусловным, если дополнительно он удовлетворяет одному из двух свойств:

- $\sum_n |\mu_n| e_n \in E$, какова бы ни была $\sum_n \mu_n e_n \in E$;
- если $\sum_n \mu_n e_n \in E$ и $\varepsilon_n = \pm 1$ выбрано случайным образом для каждого n , то $\sum_n \mu_n \varepsilon_n e_n \in E$.

Для безусловного базиса порядок, в котором берутся вектора базиса, не имеет значения. Не все банаховы пространства имеют безусловные базисы. Например, $L^1(\mathbb{R})$ и $L^\infty(\mathbb{R})$ их не имеют.

В гильбертовом пространстве $\mathcal{H}$ безусловный базис называется базисом Рисса. Базис Рисса может характеризоваться также и следующим эквивалентным требованием: существуют $\alpha > 0$, $\beta < \infty$ такие, что

$$\alpha \|u\|^2 \leq \sum_n |\langle u, e_n \rangle|^2 \leq \beta \|u\|^2, \quad (0.0.10)$$

для всех $u \in \mathcal{H}$. Если A — ограниченный оператор с ограниченным обратным, то A отображает любой ортонормированный базис в базис Рисса. Более того, все базисы Рисса могут быть получены как такие образы ортонормированных базисов. К слову, базисы Рисса — это следующая после ортонормированных базисов хорошая вещь. Заметим, что неравенств в (0.0.10) недостаточно, чтобы гарантировать, что e_n образуют базис Рисса: e_n с необходимостью должны быть линейно независимыми!

ГЛАВА 1

Что, почему и как в вейвлетах

Вейвлет-преобразование (wavelet transform) является инструментом, разбивающим данные, или функции, или операторы на составляющие с разными частотами, каждая из которых затем изучается с разрешением, подходящим масштабу. Прототипы этой техники появились независимо в чистой математике (формула обращения Кальдерона в работе Кальдерона [28]), физике (когерентные состояния для $(ax+b)$ -группы в квантовой механике, первоначально построенные Аслаксеном и Клаудером в [6]; на их связь с гамильтонианом атома водорода указывает Пол [152]), технике (КЗ фильтры Эстебана и Геланда [76], КЗ фильтры с точным восстановлением Смита и Барнвела [166], Веттерли [178] для цифровой обработки сигнала, вейвлеты Морле [148] для анализа сейсмических данных). Исследования последних пяти лет показали высокую продуктивность синтеза этих различных подходов для всех областей.

1.1. Частотно-временная локализация

Во многих приложениях, имея заданный сигнал $f(t)$ (сейчас мы предполагаем, что t — непрерывная переменная), интересно знать его частотную характеристику *локально во времени*. Это аналогично, например, музыкальным обозначениям, которые говорят музыканту, какую ноту (= частотная информация) брать в данный момент. Обычное преобразование Фурье

$$(\mathcal{F}f)(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt e^{-i\omega t} f(t)$$

также дает представление о частотной характеристике f , но информация, касающаяся временной локализации, скажем, пиков с высокой частотой не может быть легко извлечена из $\mathcal{F}f$. Временная локализация может быть получена, во-первых, с помощью окон, когда берется

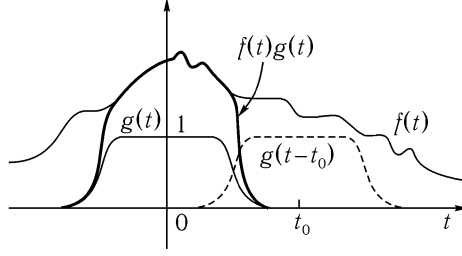


Рис. 1.1. Оконное преобразование Фурье: функция $f(t)$ перемножается с оконной функцией $g(t)$, и вычисляются коэффициенты произведения $f(t)g(t)$. Затем процедура повторяется для сдвигов окна $g(t - t_0)$, $g(t - 2t_0)$, ...

хорошо локализованный кусок f и затем выписывается его преобразование Фурье:

$$(T^{\text{ок}} f)(\omega, t) = \int ds f(s)g(s - t)e^{-i\omega s}. \quad (1.1.1)$$

Взятие оконного преобразования Фурье является обычной техникой для частотно-временной локализации. Для работающих с анализом сигнала, оно более известно в дискретном варианте, когда t и ω принимают значения $t = nt_0$, $\omega = m\omega_0$, где m, n пробегает $\mathbb{Z}$, а $\omega_0, t_0 > 0$ — фиксированные. Тогда (1.1.1) преобразуется в

$$T_{m,n}^{\text{ок}}(f) = \int ds f(s)g(s - nt_0)e^{-im\omega_0 s}. \quad (1.1.2)$$

Эта процедура схематически представлена на рисунке 1.1: для фиксированного n функционалы $T_{m,n}^{\text{ок}}(f)$ соответствуют коэффициентам Фурье $f(\cdot)g(\cdot - nt_0)$. Если, например, g имеет компактный носитель, ясно, что при подходящем выборе ω_0 коэффициентов Фурье $T_{\cdot,n}^{\text{ок}}(f)$ достаточно, чтобы характеризовать, а при необходимости и восстановить $f(\cdot)g(\cdot - nt_0)$. Беря другое n , получим сдвиг «куска» на шаги, кратные t_0 , что позволит восстановить f по $T_{m,n}^{\text{ок}}(f)$. (Мы обсудим это позже, в главе 3, в более строгих математических терминах.) В анализе сигнала предлагалось много вариантов выбора оконной функции g , большинство из которых имеют компактный носитель и разумную гладкость. В физике оператор (1.1.1) имеет отношение к когерентным состояниям, ассоциированным с группой Вейля–Гейзенберга (Клаудер

и Скагерстам [111]). В этой связи очень популярным выбором является функция Гаусса g . Во всех приложениях g предполагается хорошо сконцентрированной во времени и в пространстве. Если g и $\hat{g}$ сосредоточены возле нуля, то $(T^{\text{ок}} f)(\omega, t)$ можно интерпретировать как, нестрого говоря, «содержание» f в момент t и на частоте ω . Оконное преобразование Фурье, таким образом, дает описание f на частотно-временной плоскости.

1.2. Вейвлет-преобразование: аналогии и отличия в сравнении с оконным преобразованием Фурье

Вейвлет-преобразование дает сходное частотно-временное описание с некоторыми существенными отличиями. Формулы, аналогичные (1.1.1), (1.1.2), выглядят следующим образом:

$$(T^{\text{вейв}} f)(a, b) = |a|^{-1/2} \int dt f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (1.2.1)$$

и

$$T_{m,n}^{\text{вейв}}(f) = a_0^{-m/2} \int dt f(t) \psi(a_0^{-m} t - nb_0). \quad (1.2.2)$$

В обоих случаях мы предполагаем, что ψ удовлетворяет условию

$$\int dt \psi(t) = 0 \quad (1.2.3)$$

(в главах 2 и 3 будут даны разъяснения).

Формула (1.2.2) снова получается из (1.2.1) в предположении, что a, b принимают только дискретные значения: $a = a_0^m$, $b = nb_0 a_0^m$, m, n пробегает значения из $\mathbb{Z}$, величины $a_0 > 1$, $b_0 > 0$ — фиксированные. Одно сходство вейвлет-преобразования и преобразования Фурье очевидно: обе формулы (1.1.1) и (1.2.1) представляют скалярное произведение f и семейства функций, снабженного двумя индексами, $g^{\omega,t}(s) = e^{i\omega s} g(s-t)$ в (1.1.1) и $\psi^{a,b}(s) = |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{s-b}{a}\right)$ в (1.2.1). Функции $\psi^{a,b}$ называются «вейвлетами», функцию ψ иногда называют «материнским вейвлетом». (Заметим, что ψ и g неявно подразумеваются вещественными, хотя это ни в какой степени не является существенным. Если они не являются таковыми, следует взять комплексное сопряжение в (1.1.1), (1.2.1)). Обычно в качестве ψ берут $\psi(t) = (1 - t^2) \exp(-t^2/2)$, вторую производную функции Гаусса, которую часто

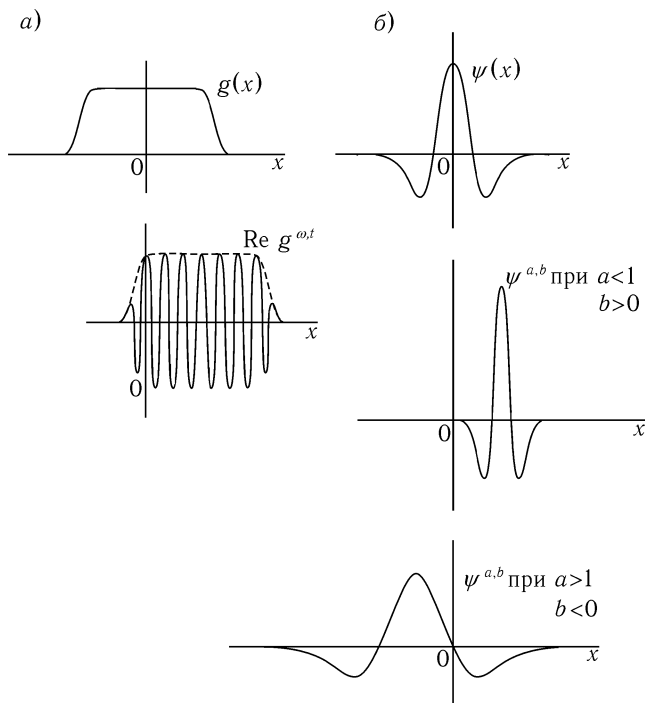


Рис. 1.2. Типичные очертания (а) функций оконного преобразования Фурье $g^{\omega, t}$ и (б) вейвлетов $\psi^{a,b}$. Функции $g^{\omega, t}$ можно рассматривать как сдвиги функции-оболочки g , «заполненной» высокочастотными осцилляциями; $\psi^{a,b}$ являются копиями одной и той же функции, сдвинутой и сжатой или растянутой

называют мексиканской шляпой, поскольку она напоминает мексиканскую шляпу в разрезе. Эта функция хорошо локализована во времени и в пространстве и удовлетворяет (1.2.3). Когда a меняет свои значения, $\psi^{a,0}(s) = |a|^{-1/2}\psi(s/a)$ меняет свою частоту: большие значения масштабирующего параметра $|a|$ соответствуют малым частотам или большому масштабу $\psi^{a,0}$; малые параметры $|a|$ соответствуют высоким частотам или очень мелкому масштабу $\psi^{a,0}$. Изменение параметра b позволяет нам сместить центр временной локализации: каждая $\psi^{a,b}(s)$ локализована около $s = b$. Следовательно, (1.2.1), как и (1.1.1),

дает частотно-временное описание f . Различие между вейвлет-преобразованием и оконным преобразованием Фурье состоит в форме анализирующих функций $g^{\omega,t}$ и $\psi^{a,b}$, которые показаны на рисунке 1.2. Все функции $g^{\omega,t}$ состоят из одной и той же функции-оболочки g , сдвинутой к подходящему расположению по времени и «заполненной» высокочастотными осцилляциями. Все $g^{\omega,t}$, вне зависимости от значения ω , имеют одну ширину. Наоборот, $\psi^{a,b}$ имеет ширину во времени, соответствующую частоте: высокочастотные $\psi^{a,b}$ являются узкими, в то время как низкочастотные $\psi^{a,b}$ — намного шире. В результате, вейвлет-преобразование дает лучшую, чем оконное преобразование Фурье, возможность рассмотреть высокочастотные явления с коротким сроком жизни такие, как, например, сингулярности в функциях или интегральных ядрах. Это проиллюстрировано рисунком 1.3, на котором показаны оконное преобразование Фурье и вейвлет-преобразование одного и того же сигнала f , заданного формулой

$$f(t) = \sin(2\pi\nu_1 t) + \sin(2\pi\nu_2 t) + \gamma[\delta(t - t_1) + \delta(t - t_2)].$$

На практике этот сигнал задается не таким непрерывным выражением, а отсчетами (samples), и добавка δ -функции аппроксимируется добавлением постоянной только в один отсчет. Тогда в этой дискретной версии мы имеем

$$f(n\tau) = \sin(2\pi\nu_1 n\tau) + \sin(2\pi\nu_2 n\tau) + \alpha[\delta_{n,n_1} + \delta_{n,n_2}].$$

Например, на рисунке 1.3а $\nu_1 = 500$ Гц, $\nu_2 = 1$ кГц, $\tau = 1/8000$ сек (т.е. мы имеем 8000 отсчетов в секунду), $\alpha = 1.5$, $n_2 - n_1 = 32$ (что соответствует 4 миллисекундам между двумя пульсациями). Три спектрограммы (графики модуля оконного преобразования Фурье) на рисунке 1.3б получены с использованием обычных окон Хемминга с шириной 12.8, 6.4, 3.2 мсек, соответственно. (На этих графиках время t меняется по горизонтали, частота — по вертикали; уровень насыщенности серого цвета указывает на значение $|T^{\text{ок}}(f)|$, черным цветом отмечается наивысшее значение). По мере возрастания ширины окна разрешение двух чистых тонов становится лучше, в то время как различить две пульсации становится все труднее или даже невозможно. Рисунок 1.3в показывает модули вейвлет-преобразований f , полученных с помощью (комплексного) вейвлета Морле $\psi(t) = Ce^{-t^2/\alpha^2}(e^{i\pi t} - e^{-\pi^2\alpha^2/4})$, $\alpha = 4$. (Чтобы облегчить проведение сравнения со спектрограммой, была вы-

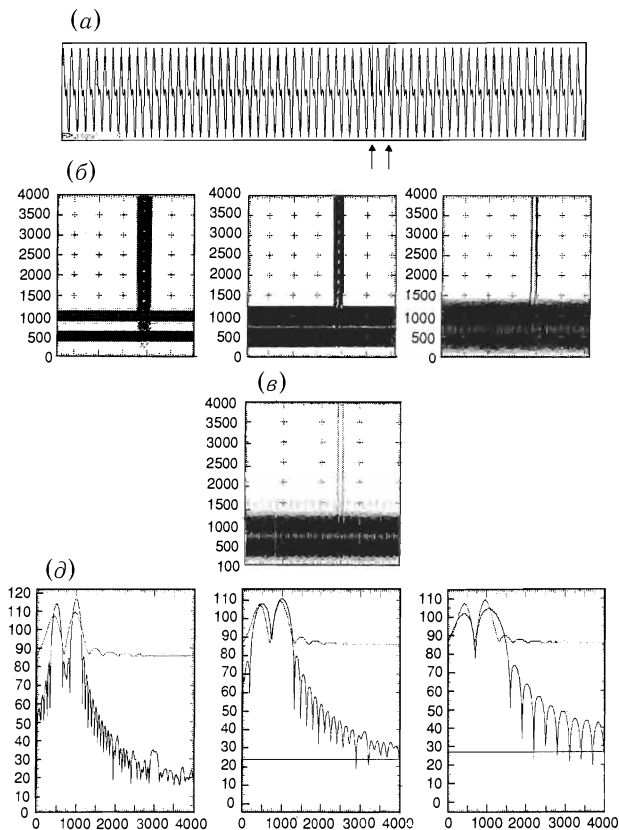


Рис. 1.3. (а) сигнал $f(t)$. (б) Оконное преобразование f для трех окон различной ширины. Приведены так называемые спектрограммы: изображены лишь $|T^{\text{ок}}(f)|$ (фаза не воспроизводится на графике) с использованием различных оттенков серого цвета (при этом наибольшие значения соответствуют черному цвету, нулевые — белому, промежуточные серые оттенки пропорциональны $\log |T^{\text{ок}}(f)|$) на плоскости t (абсцисса) и ω (ордината). (в) Вейвлет-преобразование f . Для сравнения с (б) мы изобраили также и $|T^{\text{вейв}}(f)|$, используя тот же метод, и ось линейной частоты (т. е. ординату, соответствующую a^{-1}). (г) Сравнение частотного разрешения между тремя спектрограммами и вейвлет-преобразованием. Я хотела бы выразить свою благодарность Оdedу Гитза за создание этого рисунка

брана линейная частотная ось, хотя обычно для вейвлет-преобразований используют логарифмическую частотную ось). Уже видно, что два импульса различаются лучше, чем на рисунке с окном Хемминга в 3.2 мсек (правый график на рисунке 1.3б), в то время как разрешение по частоте для двух чистых тонов сравнимо с полученным с помощью окна Хемминга в 6.4 мсек (средний график на рисунке 1.3б). Это сравнение частотной разрешимости более ясно проиллюстрировано рисунком 1.3г: здесь сравниваются части спектрограммы (т.е. графика $|(T^{\text{ок}} f)(\cdot, t)|$ с фиксированным t) и модули вейвлет-преобразования ($|(T^{\text{вейв}} f)(\cdot, b)|$ с фиксированным b). Динамический ранг (отношение между максимумом и «впадиной» между двумя пиками) вейвлет-преобразования сравним с тем, что получен на спектрограмме с окном 6.4 мсек.

На самом деле наше ухо использует вейвлет-преобразование, когда анализирует звук, по крайней мере, на первой стадии. Колебания амплитуды давления передаются от барабанных перепонки на мембрану и далее распространяются по всей длине завитка внутреннего уха. Завиток скручен в виде спирали во внутреннем ухе; представим, что завиток распрямлен в некоторый сегмент, вместе с ним распрямлена и мембрана. Теперь мы можем ввести координатную ось y вдоль этого сегмента. Эксперименты и численное моделирование показывают, что волны давления, которые являются чистыми тонами $f_{\omega}(t) = e^{i\omega t}$, вызывают ответное возбуждение мембраны, которая имеет такую же частоту во времени, но оболочку по y равную $F_{\omega}(t, y) = e^{i\omega t} \varphi_{\omega}(y)$. В первом приближении, которое оказывается достаточно хорошим для частот ω свыше 500 Гц, зависимость $\varphi_{\omega}(y)$ от ω соответствует сдвигу на $\log \omega$: существует одна функция φ такая, что $\varphi_{\omega}(y)$ очень близко $\varphi(y - \log \omega)$. В самом общем случае, если $f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{f}(\omega) e^{i\omega t}$, то отклик $F(t, y)$ дается соответствующей суперпозицией «элементарных откликов» (response functions)

$$F(t, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{f}(\omega) F_{\omega}(t, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} \varphi(y - \log \omega).$$

Если мы введем замену параметризации, определив

$$\hat{\psi}(e^{-x}) = (2\pi)^{-1/2} \varphi(x), \quad G(a, t) = F(t, \log a),$$

то получим

$$G(a, t) = \int dt' f(t') \psi(a(t - t')),$$

что с точностью до нормировки является вейвлет-преобразованием. Параметр сжатия возникает естественным образом вследствие логарифмического сдвига в φ_ω . Появление вейвлет-преобразования на первой стадии нашего собственного биологического акустического анализа дает основание предполагать, что методы акустического анализа, основанные на вейвлетах, имеют лучшие шансы привести, например, к схемам сжатия, с искажениями, невоспринимаемыми нашим ухом, чем другие методы.

1.3. Различные типы вейвлет-преобразований

Существует много разных типов вейвлет-преобразований, все они начинаются с формул (1.2.1), (1.2.2). В этих лекциях мы будем различать

А. непрерывное вейвлет-преобразование (1.2.1) и

Б. дискретное вейвлет-преобразование (1.2.2).

Дискретные вейвлет-преобразования мы будем далее подразделять на

Б1. системы фреймов (frames) и

Б2. ортонормированные (и другие) базисы вейвлетов.

1.3.1. Непрерывные вейвлет-преобразования

Здесь параметры сдвига и сжатия a , b непрерывно меняются вдоль $\mathbb{R}$, с ограничением $a \neq 0$. Вейвлет-преобразование задается формулой (1.2.1), любая функция может быть восстановлена с помощью формулы обращения («resolution of identity»)

$$f = C_\psi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da db}{a^2} \langle f, \psi^{a,b} \rangle \psi^{a,b}, \quad (1.3.1)$$

где $\psi^{a,b}(x) = |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right)$, а $\langle \cdot, \cdot \rangle$ обозначает скалярное произведение в L^2 . Постоянная C_ψ зависит только от ψ и дается формулой

$$C_\psi = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} d\xi |\widehat{\psi}(\xi)|^2 |\xi|^{-1}; \quad (1.3.2)$$

мы предполагаем, что $C_\psi < \infty$ (в противном случае (1.3.1) не имеет смысла). Если ψ — функция из $L^1(\mathbb{R})$ (как раз такие случаи представля-

ют практический интерес), то $\widehat{\psi}$ является непрерывным, тогда C_ψ может иметь конечное значение только если $\widehat{\psi}(0) = 0$, т.е. $\int dx \psi(x) = 0$. Доказательство представления (1.3.1) будет дано в главе 2. (Заметим, что мы неявно предположили, что ψ — вещественная функция, для комплексной ψ нам следует использовать $\overline{\psi}$ вместо ψ в (1.2.1). В некоторых приложениях использование комплексных ψ является полезным.)

Формула (1.3.1) может быть рассмотрена с двух точек зрения: (1) как способ восстановления f , если известно ее вейвлет-преобразование $T^{\text{вейв}} f$ или (2) как способ записи f в виде суперпозиции вейвлетов $\psi^{a,b}$, коэффициенты в этой суперпозиции точно заданы через вейвлет-преобразование f . Оба подхода приводят к интересным приложениям.

Соответствие $f(x) \rightarrow (T^{\text{вейв}} f)(a, b)$ сопоставляет функции одной переменной функцию от двух переменных, значения которой сильно коррелированы (см. главу 2). Такая избыточность представления может быть использована. Прекрасным приложением является понятие «скелетона» сигнала, извлеченное из непрерывного вейвлет-преобразования, применяемое для нелинейной фильтрации (см. Торрезани [172], Дельпра [66]).

1.3.2. Дискретное избыточное вейвлет-преобразование (фрейм)

В этом случае оба параметра, сжатия a и сдвига, принимают только дискретные значения. Для a мы берем целые (отрицательные и положительные) степени фиксированного параметра $a_0 > 1$, т.е. $a = a_0^m$. Как показано на рисунке 1.2, разные значения m соответствуют разной ширине вейвлетов. Следовательно, дискретизация параметра сдвига b должна зависеть от m : узкие (высокие частоты) вейвлеты сдвигаются малыми шагами, чтобы покрыть весь временной спектр, в то время как более широкие (низкие частоты) вейвлеты сдвигаются большими шагами. Поскольку ширина $\psi(a_0^{-m}x)$ пропорциональна a_0^m , мы выбираем $b = nb_0 a_0^m$, где $b_0 > 0$ — фиксированное, $n \in \mathbb{Z}$. Соответствующие вейвлеты с дискретными индексами выглядят как

$$\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m}(x - nb_0 a_0^m)) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m}x - nb_0). \quad (1.3.3)$$

На рисунке 1.4а схематически изображена сетка центров частотно-временной локализации, соответствующая $\psi_{m,n}$. Тогда для заданной функ-

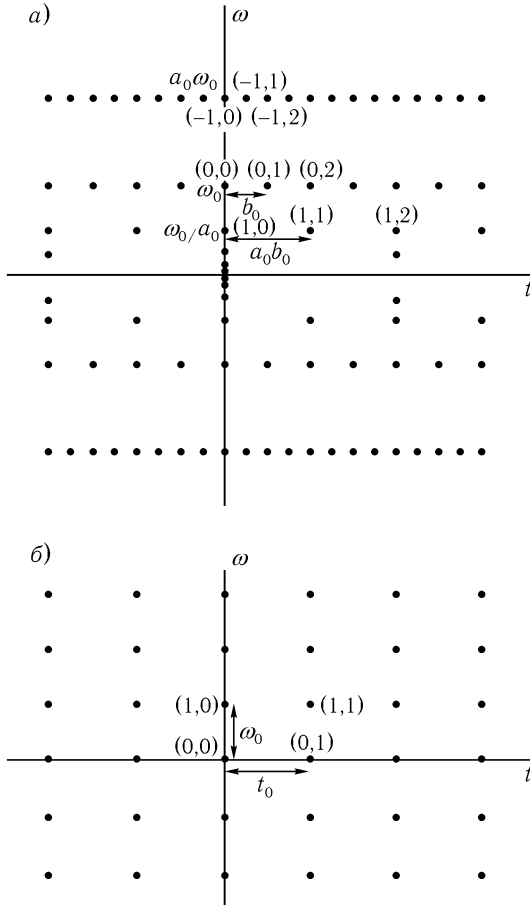


Рис. 1.4. Решетки частотно-временной локализации для вейвлет-преобразования и оконного преобразования Фурье. (а) Вейвлет-преобразование: $\psi_{m,n}$ локализованы по времени около $a_0^m n b_0$. Здесь мы предположили, что $|\hat{\psi}|$ имеет два частотных пика в $at \pm \xi_0$ (это имеет место, например, для вейвлета, заданного функцией «мексиканская шляпа», $\psi(t) = (1 - t^2)e^{-t^2/2}$). Тогда $|\hat{\psi}_{m,n}(\xi)|$ имеют пики в точках $at \pm a_0^m \xi_0$, являющихся центрами частотной локализации для $\psi_{m,n}$. (б) Оконное преобразование Фурье: $g_{m,n}$ локализованы по времени около nt_0 , по частоте — около $m\omega_0$

ции f скалярное произведение $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ точно дает дискретное вейвлет-преобразование, определенное формулой (1.2.2) (мы снова предполагаем, что ψ — вещественная).

В дискретном случае, вообще говоря, не существует формулы обращения, аналогичной (1.3.1) для непрерывного случая. Восстановление f из $T^{\text{вейв}}(f)$, если оно вообще возможно, должно, таким образом, производиться другими методами. Естественным образом возникают следующие вопросы:

(1) Зная $T^{\text{вейв}}(f)$, возможно ли полностью характеризовать f ?

(2) Возможно ли восстановить f из $T^{\text{вейв}}(f)$ численно устойчивым способом?

Эти вопросы касаются восстановления f по ее вейвлет-преобразованию. Мы можем также рассмотреть сопряженную задачу (см. § 1.3.1) о возможности разложения f по вейвлетам, которая приводит к двойственным вопросам:

(1') Любая ли функция может быть записана в виде суперпозиции $\psi_{m,n}$?

(2') Существует ли численно устойчивый алгоритм для вычисления коэффициентов такого разложения?

Глава 3 посвящена этим вопросам. Как и в непрерывном случае, дискретное вейвлет-преобразование часто дает весьма избыточное описание исходной функции. Эта избыточность может быть использована (например, можно вычислить вейвлет-преобразование лишь приблизительно, при этом восстановить f с достаточно хорошей точностью) или ликвидирована путем удаления его несущественных значений (как сделано в работе Малла и Жонга [136] о сжатии изображения). В такой дискретной форме вейвлет-преобразование наиболее близко φ -преобразованию Фразьера и Яверта из [82].

Выбор вейвлета ψ , используемого в непрерывном вейвлет-преобразовании или в семействе вейвлетов с дискретными индексами, существенно ограничен требованием, чтобы C_ψ , определенная по формуле (1.3.2), была конечной. Из практических соображений обычно ψ берется хорошо сконцентрированной во временной и частотной областях, но это, тем не менее, оставляет достаточно свободы для выбора. В следующей главе мы увидим, как, отказываясь во многом от этой свободы выбора, мы получим ортонормированные базисы вейвлетов.

1.3.3. Ортонормированные базисы вейвлетов: кратномасштабный анализ

При некотором, весьма специальном, выборе ψ и a_0, b_0 функции $\psi_{m,n}$ образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. В частности, возьмем $a_0 = 2, b_0 = 1$,² тогда существует такая ψ с хорошими свойствами частотно-временной локализации, что семейство

$$\psi_{m,n}(x) = 2^{-m/2} \psi(2^{-m}x - n) \quad (1.3.4)$$

образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. (Начиная с этого места и до главы 10, мы будем предполагать, что $a_0 = 2$.) Самым старым примером функции ψ , для которой $\psi_{m,n}$, определенные формулой (1.3.4), образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$, является функция Хаара:

$$\psi(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x < \frac{1}{2}, \\ -1, & \frac{1}{2} \leq x < 1, \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

Базис Хаара известен с 1910 года. Заметим, что функция Хаара не обладает хорошей частотно-временной локализацией: ее преобразование Фурье $\hat{\psi}(\xi)$ убывает как $|\xi|^{-1}$ при $\xi \rightarrow \infty$. Тем не менее, здесь мы будем использовать ее для наглядных целей. Далее следует доказательство того, что семейство Хаара действительно образует ортонормированный базис. Это доказательство отлично от тех, что приводится в большинстве учебников. Фактически, в качестве инструмента мы будем использовать кратномасштабный анализ (multiresolution analysis).

Для того чтобы доказать, что $\psi_{m,n}(x)$ образуют ортонормированный базис, мы должны установить, что

(1) $\psi_{m,n}$ — ортонормированы,

(2) любая функция f из L^2 может быть аппроксимирована с любой точностью конечной линейной комбинацией, составленной из $\psi_{m,n}$.

Ортонормированность устанавливается легко. Поскольку $\text{supp } (\psi_{m,n}) = [2^m n, 2^m(n+1)]$, то два вейвлета одной шкалы (с одним значением m) не перекрываются. Тогда $\langle \psi_{m,n}, \psi_{m,n'} \rangle = \delta_{n,n'}$. Перекрывающиеся носители возможны в случае, если два вейвлета имеют разные размеры, как на рисунке 1.5. Однако легко проверить, что если

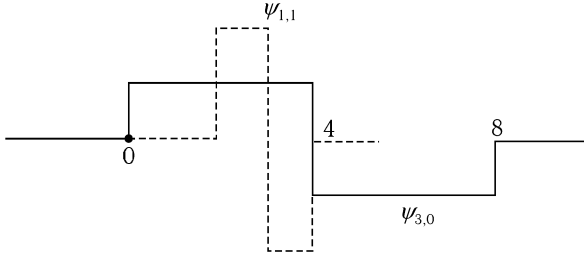


Рис. 1.5. Два вейвлета Хаара. Носитель более «узкого» вейвлета полностью содержится в интервале, на котором более «широкий» вейвлет равен постоянной

$m < m'$, то $\text{supp}(\psi_{m,n})$ лежит полностью внутри участка, где $\psi_{m',n'}$ постоянна (как на рисунке). Следовательно, скалярное произведение $\psi_{m,n}$ и $\psi_{m',n'}$ пропорционально интегралу от самой ψ , который равен нулю.

Теперь сосредоточим внимание на вопросе о том, как хорошо произвольная функция может быть аппроксимирована линейными комбинациями вейвлетов Хаара. Любую f из $L^2(\mathbb{R})$ можно достаточно хорошо приблизить функцией с компактным носителем, кусочно-постоянной на отрезке $[l2^{-j}, (l+1)2^{-j}]$ (достаточно взять носитель и j достаточно большими). Таким образом, мы можем ограничиться лишь такими кусочно-постоянными функциями: предположим, что f имеет носитель $[-2^{J_1}, 2^{J_1}]$ и является кусочно-постоянной на $[l2^{-J_0}, (l+1)2^{-J_0}]$, J_1, J_0 могут быть как угодно большими (см. рисунок 1.6). Обозначим постоянное значение $f^0 = f$ на $[l2^{-J_0}, (l+1)2^{-J_0}]$ через f_l^0 . Представим f_0 в виде суммы $f^0 = f^1 + \delta^1$, где f^1 — кусочно-постоянная, аппроксимирующая f^0 на интервале, вдвое большем, чем исходный, т.е. $f^1|_{[k2^{-J_0+1}, (k+1)2^{-J_0+1}]} \equiv \text{const} = f_k^1$. Значения f_k^1 задаются усреднением двух соответствующих постоянных значений для f^0 : $f_k^1 = \frac{1}{2}(f_{2k}^0 + f_{2k+1}^0)$ (см. рисунок 1.6). Функция δ^1 является кусочно-постоянной с той же шириной шага, что и f^0 . Тогда имеем

$$\delta_{2l}^1 = f_{2l}^0 - f_l^1 = \frac{1}{2}(f_{2l}^0 - f_{2l+1}^0)$$

и

$$\delta_{2l+1}^1 = f_{2l+1}^0 - f_l^1 = \frac{1}{2}(f_{2l+1}^0 - f_{2l}^0) = \delta_{2l}^1.$$

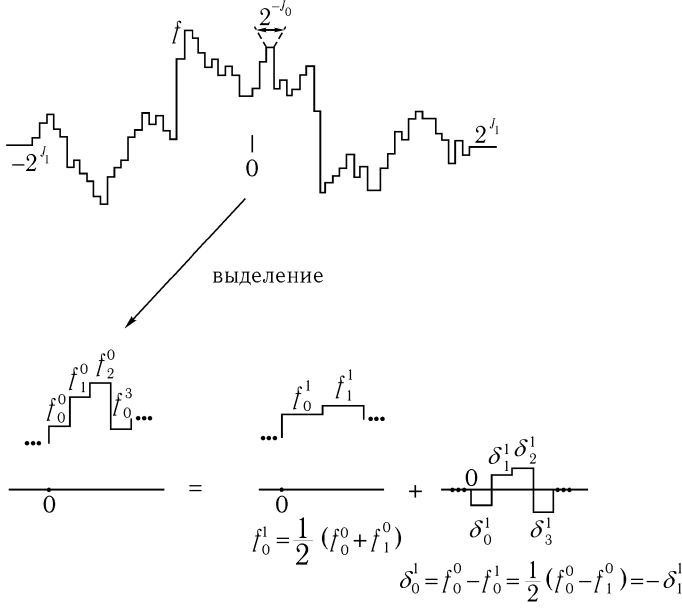


Рис. 1.6. (а) Функция f с носителем $[-2^{J-1}, 2^{J-1}]$, кусочно-постоянная на $[k2^{-J_0}, (k+1)2^{-J_0}]$. (б) Выделение части f . На каждой паре интервалов f заменяется усредненным значением ($\rightarrow f^1$). Разница между f и f^1 равняется δ^1 , линейной комбинации вейвлетов Хаара

Отсюда следует, что δ^1 является линейной комбинацией из функций Хаара, масштабированных и сдвинутых:

$$\delta^1 = \sum_{l=-2^{J_1+J_0-1}+1}^{2^{J_1+J_0-1}} \delta_{2l}^1 \psi(2^{J_0-1}x - l).$$

Таким образом, f записана как

$$f = f^0 = f^1 + \sum_l c_{-J_0+1, l} \psi_{-J_0+1, l},$$

где f^1 того же вида, что и f^0 , но с шириной шага вдвое большей. Тот же трюк можем применить и к f^1 так, что

$$f^1 = f^2 + \sum_l c_{-J_0+2, l} \psi_{-J_0+2, l},$$

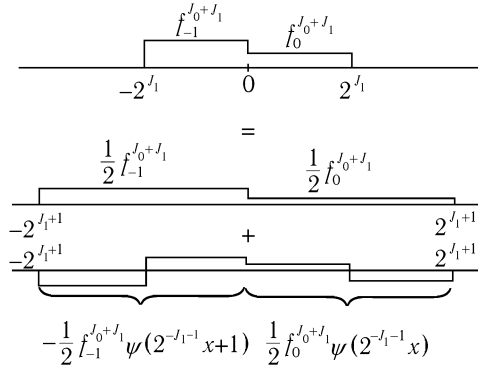


Рис. 1.7. Средние значения f на $[0, 2^{J_1}]$ и $[-2^{J_1}, 0]$ можно «размазать» по большиим интервалам $[0, 2^{J_1+1}]$ и $[-2^{J_1+1}, 0]$. Разница будет линейной комбинацией очень вытянутых функций Хаара

f_2 имеет тот же носитель $[-2^{J_1}, 2^{J_1}]$, но является кусочно-постоянной на большем интервале $[k2^{-J_0+2}, (k+1)2^{-J_0+2}]$. Продолжаем делать это до тех пор, пока не получим

$$f = f^{J_0+J_1} + \sum_{m=-J_0+1}^{J_1} \sum_l c_{m,l} \psi_{m,l}.$$

Здесь $f^{J_0+J_1}$ состоит из двух постоянных кусков (см. рисунок 1.7), $f^{J_0+J_1}|_{[0, 2^{J_1}[} \equiv f_0^{J_0+J_1}$ равняется среднему значению f на интервале $[0, 2^{J_1}[$, и $f^{J_0+J_1}|_{[-2^{J_1}, 0[} \equiv f_{-1}^{J_0+J_1}$ равняется среднему значению f на $[-2^{J_1}, 0[$.

Даже если мы «заполнили» весь носитель f , мы можем по-прежнему продолжать этот трюк с усреднением: ничто не мешает нам расширить наш горизонт с 2^{J_1} до 2^{J_1+1} и записать $f^{J_1+J_2} = f^{J_1+J_2+1} + \delta^{J_1+J_2+1}$, где

$$f^{J_1+J_2+1}|_{[0, 2^{J_1+1}[} \equiv \frac{1}{2} f_0^{J_1+J_2}, \quad f^{J_1+J_2+1}|_{[-2^{J_1+1}, 0[} \equiv \frac{1}{2} f_{-1}^{J_1+J_2}$$

и

$$\delta^{J_1+J_2} = \frac{1}{2} f_0^{J_1+J_2} \psi(2^{-J_1-1}x) - \frac{1}{2} f_{-1}^{J_1+J_2} \psi(2^{-J_1-1}x+1)$$

(см. рисунок 1.7). Повторяя это, приходим к

$$f = f^{J_0+J_1+K} + \sum_{m=-J_0+1}^{J_1+K} \sum_l c_{m,l} \psi_{m,l},$$

где $\text{supp}(f^{J_0+J_1+K}) = [-2^{J_1+K}, 2^{J_1+K}]$ и

$$f^{J_0+J_1+K}|_{[0, 2^{J_1+K}[} = 2^{-K} f_0^{J_0+J_1}, \quad f^{J_0+J_1+K}|_{[-2^{J_1+K}, 0[} = 2^{-K} f_{-1}^{J_0+J_1}.$$

Отсюда немедленно следует, что норму

$$\begin{aligned} \left\| f - \sum_{m=-J_0+1}^{J_1+K} \sum_l c_{m,l} \psi_{m,l} \right\|_{L^2}^2 &= \|f^{J_0+J_1+K}\|_{L^2}^2 = \\ &= 2^{-K/2} \cdot 2^{J_1/2} [|f_0^{J_0+J_1}|^2 + |f_{-1}^{J_0+J_1}|^2]^{1/2} \end{aligned}$$

можно сделать как угодно малой, взяв достаточно большое K . Как и было заявлено, f , таким образом, аппроксимируется с произвольной точностью конечными линейными комбинациями вейвлетов Хаара.

В только что проведенных рассуждениях мы неявно использовали «кратномасштабный» подход: мы последовательно выписывали все более грубые приближения к f (f^j , средние значения на все больших интервалах), на каждом шаге мы записывали разницу между приближением с разрешением 2^{j-1} и следующим, более грубым уровнем с разрешением 2^j , как линейную комбинацию $\psi_{j,k}$. На самом деле мы ввели цепочку пространств $(V_j)_{j \in \mathbb{Z}}$, представляющих уровни с последовательным разрешением: в нашем случае $V_j = \{f \in L^2(\mathbb{R}); f \text{ — кусочно-постоянные на } [2^j k, 2^j(k+1)[, k \in \mathbb{Z}\}$. Эти пространства имеют следующие свойства:

- (1) $\cdots \subset V_2 \subset V_1 \subset V_0 \subset V_{-1} \subset V_{-2} \subset \cdots$;
- (2) $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\}$, $\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2(\mathbb{R})$;
- (3) $f \in V_j \leftrightarrow f(2^j \cdot) \in V_0$;
- (4) $f \in V_0 \rightarrow f(\cdot - n) \in V_0$ для всех $n \in \mathbb{Z}$.

Свойство (3) говорит о том, что все пространства являются масштабированными версиями одного пространства («кратномасштабность»).

В примере с функцией Хаара мы обнаружили, что существует функция ψ , такая что

$$\text{Proj}_{V_{j-1}} f = \text{Proj}_{V_j} f + \sum_{k \in \mathbb{Z}} \langle f, \psi_{j,k} \rangle \psi_{j,k}. \quad (1.3.5)$$

Красота кратномасштабного подхода заключается в том, что для любой цепочки пространств V_j , удовлетворяющей четырем вышеприведенным свойствам и свойству

(5) $\exists \varphi \in V_0$ такая, что семейство $\varphi_{0,n}(x) = \varphi(x - n)$ образует ортонормированный базис для V_0 ,

существует ψ , для которой верно (1.3.5). (В примере с функцией Хаара мы можем взять $\varphi(x) = 1$, если $0 \leq x < 1$, $\varphi(x) = 0$ в противном случае.) Функции $\psi_{j,k}$ автоматически образуют ортонормированный базис. Оказывается, существует много примеров таких «кратномасштабных цепочек», соответствующих ортонормированным базисам вейвлетов. Существует точный рецепт построения ψ : поскольку $\varphi \in V_0 \subset V_{-1}$, а функции $\varphi_{-1,n}(x) = \sqrt{2}\varphi(2x - n)$ образуют ортонормированный базис для V_{-1} (в силу (3) и (5)), существует $\alpha_n = \sqrt{2}\langle \varphi, \varphi_{-1,n} \rangle$ такая, что $\varphi(x) = \sum_n \alpha_n \varphi(2x - n)$. Тогда достаточно взять $\psi(x) = \sum_n (-1)^n \alpha_{-n+1} \varphi(2x - n)$. Функция φ называется *масштабирующей функцией* (scaling function) кратномасштабного анализа. Соответствие кратномасштабный анализ $\rightarrow$ ортонормированный базис вейвлетов будет детально объясняться в главе 5 и использоваться в последующих главах. Как показано в § 5.6 (глава 5), такой кратномасштабный подход связан также с субполосной фильтрацией.

На рисунке 1.8 приведено несколько примеров пар функций φ , ψ , соответствующих различным кратномасштабным анализам, которые будут встречаться в последующих главах. Вейвлеты Мейера (главы 4 и 5) имеют преобразование Фурье с компактным носителем, тогда как сами φ и ψ имеют бесконечные носители. Это показано на рисунке 1.8а. Вейвлеты Батла–Лемарье (глава 5) являются сплайнами (линейными на рисунке 1.8б, кубическими на рисунке 1.8в) с узлами в $\mathbb{Z}$ для φ , в $\frac{1}{2}\mathbb{Z}^2$ для ψ . Обе функции φ и ψ имеют бесконечный носитель и экспоненциальное убывание. Численно они убывают быстрее, чем вейвлеты Мейера (для сравнения на рисунках 1.8 а, б, в горизонтальная шкала выбрана одинаковой). Вейвлет Хаара, рисунок 1.8г, известен с 1910. Его

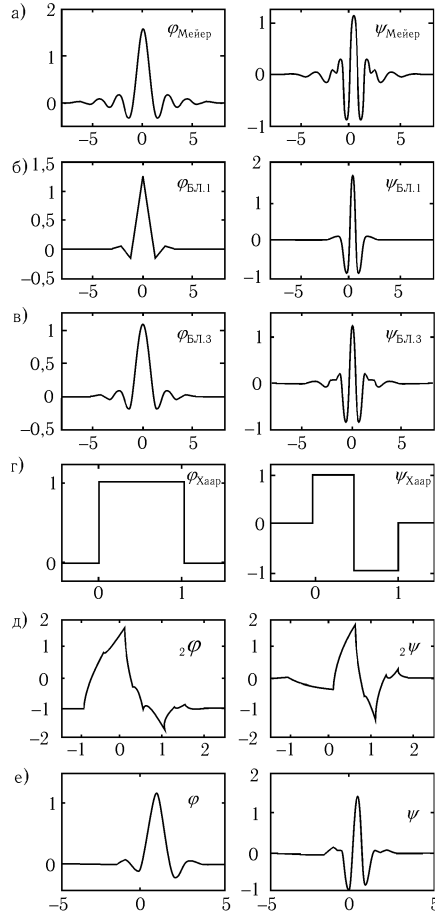


Рис. 1.8. Некоторые примеры ортонормированных базисов вейвлетов. Для каждой из ψ на этом рисунке семейство $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2}\psi(2^{-j}x - k)$, $j, k \in \mathbb{Z}$, образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Рисунок изображает φ (соответствующая масштабирующая функция) и ψ для различных конструкций, которые будут рассмотрены в следующих главах. (а) Вейвлет Мейера; (б) и (в) вейвлеты Батла – Лемарье; (г) вейвлет Хаара; (д) следующий член семейства вейвлетов с компактными носителями ${}_2\psi$; (е) следующий вейвлет из этого семейства с меньшей асимметрией

можно рассматривать как вейвлет Батла–Лемарье наименьшей степени ($\psi_{\text{хаар}} = \psi_{\text{БЛ},0}$), либо как первый вейвлет семейства вейвлетов с компактными носителями, построенного в главе 6, $\psi_{\text{хаар}} = {}_1\psi$. Рисунок 1.8д изображает следующий член этого семейства ${}_N\psi$; функции ${}_2\varphi$ и ${}_2\psi$ имеют носитель ширины 3 и являются непрерывными. Для функций ${}_N\psi$ из этого семейства (построенного в § 6.4) регулярность возрастает линейно с ростом ширины носителя (глава 7). Наконец, на рисунке 1.8е показан другой вейвлет с компактным носителем ширины 11 и меньшей асимметрией (см. главу 8).

Примечания

1. Помимо оконного преобразования Фурье существуют и другие техники частотно-временной локализации. Хорошо известным примером является распределение Вигнера (см., например, Боашаш [25], хороший обзор по использованию распределения Вигнера в анализе сигнала). Преимуществом распределения Вигнера, в отличие от оконного преобразования Фурье или вейвлет-преобразования, является отсутствие базисной функции (reference function) (такой как оконная функция или вейвлет), относительно которой должен интегрироваться сигнал. Недостаток заключается в том, что сигнал входит в распределение Вигнера квадратичным, а не линейным образом, что является причиной многих явлений интерференции. Это может быть полезным в некоторых приложениях, особенно там, например, где сигналы имеют очень короткое время существования (один пример приведен Яансе и Кайзером в [102], в [25] Боашаш поместил ссылки на многие другие примеры). Для случаев сигнала с большим временем существования распределение Вигнера не столь привлекательно. Фландрин [81] показал, как абсолютные величины оконного преобразования Фурье и вейвлет-преобразования некоторой функции могут быть получены также «сглаживанием» ее распределения Вигнера, сделанного подходящим образом. Однако в процессе теряется информация о фазе, и восстановление более не возможно.

2. Ограничение $b_0 = 1$, соответствующее (1.3.4), не очень серьезно: если (1.3.4) обеспечивает ортонормированный базис, то же верно и для $\tilde{\psi}_{m,n}(x) = 2^{-m/2}\tilde{\psi}(2^{-m}x - nb_0)$, где $\tilde{\psi}(x) = |b_0|^{-1/2}\psi(b_0^{-1}x)$, а $b_0 \neq 0$ — произвольно. Выбор $a_0 = 2$ не может быть усовершенствован масштабированием, на самом деле a_0 нельзя выбрать произвольным. Как показа-

но Ошером в [7], представленную здесь общую конструкцию ортонормированных базисов можно заставить работать при любом рациональном выборе $a_0 > 1$, однако выбор $a_0 = 2$ является самым простым. Выбор различных a_0 , конечно, соответствует различным ψ . И хотя конструктивный метод для ортонормированных базисов вейвлетов, называемый кратномасштабным анализом, может работать, лишь если a_0 — рациональное, открытым является вопрос, существуют ли ортонормированные базисы вейвлетов (обязательно не связанные с кратномасштабным анализом) с хорошей частотно-временной локализацией и иррациональным a_0 .

ГЛАВА 2

Непрерывное вейвлет-преобразование

Образы L^2 -функций под действием непрерывного вейвлет-преобразования образуют гильбертово пространство с воспроизводящим ядром (г.п.в.я.) (reproducing kernel Hilbert space). Г.п.в.я. появляются и широко используются в различных контекстах. Одним из простейших примеров является пространство всех функций с ограниченной шириной полосы, обсуждаемое в §§ 2.1 и 2.2. В § 2.3 мы вводим понятие ограничения на частотную и временную полосы. Конечно, ни одна ненулевая функция не может быть строго ограничена во времени (т.е. $f(t) \equiv 0$ для t вне $[-T, T]$) и по диапазону ($\hat{f}(\xi) \equiv 0$ для $\xi \notin [-\Omega, \Omega]$), но по-прежнему можно ввести операторы ограничения по времени и частоте. Мы представляем короткий обзор замечательной работы Ландау, Поллака, Слепяна по этой теме. Затем мы переключаемся на непрерывное вейвлет-преобразование: формула обращения в § 2.4 (с доказательством (1.3.1)), соответствующее г.п.в.я. в § 2.5. В § 2.6 мы кратко показываем, как результаты для одномерного случая из предыдущих параграфов можно распространить на многомерные случаи. В § 2.7 мы проводим параллель с непрерывным преобразованием Фурье. В § 2.8 мы показываем, как из непрерывного оконного преобразования Фурье или вейвлет-преобразования можно построить другой оператор ограничения по времени и частоте. И, наконец, в § 2.9 мы комментируем такое свойство вейвлет-преобразования, как «увеличение» («zoom in»).

2.1. Функции с ограниченной шириной полосы и теорема Шеннона

Функция f из $L^2(\mathbb{R})$ называется *функцией с ограниченной шириной полосы* (bandlimited), если ее преобразование Фурье $\mathcal{F}f$ имеет компактный носитель, т.е. $\hat{f}(\xi) \equiv 0$ для $|\xi| > \Omega$. Для простоты предположим, что $\Omega = \pi$. Тогда $\hat{f}$ можно представить через ряд Фурье (см. предвари-

тельные сведения):

$$\widehat{f}(\xi) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} c_n e^{-in\xi},$$

где

$$c_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\xi e^{in\xi} \widehat{f}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{in\xi} \widehat{f}(\xi) = \frac{1}{2\pi} f(n).$$

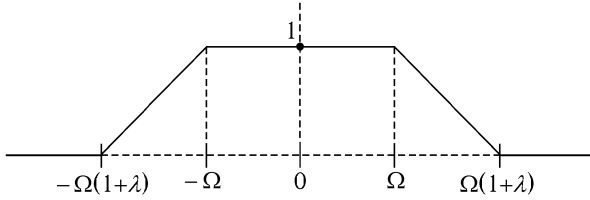
Следовательно,

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{ix\xi} \widehat{f}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\pi}^{\pi} d\xi e^{ix\xi} \sum_n c_n e^{-in\xi} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_n c_n \int_{-\pi}^{\pi} d\xi e^{i(x-n)\xi} = \sum_n f(n) \frac{\sin \pi(x-n)}{\pi(x-n)}, \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

на третьем шаге мы поменяли порядок интегрирования и суммирования, что заведомо справедливо, если $\sum |c_n| < \infty$ (например, если имеется лишь конечное число ненулевых c_n). Стандартными рассуждениями о непрерывности получаем, что окончательный результат верен для всех функций f с ограниченной частотной полосой (bandlimited functions) (для всех x ряд абсолютно сходится, поскольку $\sum_n |f(n)|^2 = 2\pi \sum_n |c_n|^2 < \infty$). Формула (2.1.1) говорит о том, что f полностью определена своими «отсчетами» («samples») $f(n)$. Если мы снимем ограничение $\Omega = \pi$ и предположим, что $\text{supp } \widehat{f} \subset [-\Omega, \Omega]$, где Ω — произвольное, то (2.1.1) превратится в

$$f(x) = \sum_n f\left(n \frac{\pi}{\Omega}\right) \frac{\sin \pi(\Omega x - n\pi)}{\Omega x - n\pi}, \quad (2.1.2)$$

где функция определена отсчетами $f\left(n \frac{\pi}{\Omega}\right)$, соответствующими «плотности отсчетов» (sampling density) $\Omega/\pi = \frac{|\text{supp } \widehat{f}|}{2\pi}$. (Через $|A|$ мы обозначаем «размер» множества $A \subset \mathbb{R}$, измеряемый мерой Лебега, в нашем случае $|\text{supp } \widehat{f}| = |[-\Omega, \Omega]| = 2\Omega$.) Плотность отсчетов обычно называется плотностью Найквиста (или предельной плотностью, Nyquist density). Разложение (2.1.2) носит название теоремы Шеннона.

Рис. 2.1. График $\hat{g}_\lambda$

«Элементарные строительные блоки» $\frac{\sin \Omega x}{\Omega x}$ в (2.1.2) убывают очень медленно (они не являются абсолютно интегрируемыми). «Перенасыщение» (oversampling) делает возможным представление f в виде комбинации функций с более быстрым убыванием. Предположим, что f по-прежнему пространственно-ограничена на $[\Omega, \Omega]$ (т.е. $\text{supp } \hat{f} \subset [\Omega, \Omega]$), но теперь f представлена с частотой в $(1 + \lambda)$ раз большей, чем частота Найквиста (Nyquist rate), $\lambda > 0$. Тогда f можно восстановить по $f(n\pi/[\Omega(1 + \lambda)])$ следующим образом. Определим g_λ :

$$\hat{g}_\lambda(\xi) = \begin{cases} 1, & |\xi| \leq \Omega, \\ 1 - \frac{|\xi| - \Omega}{\lambda\Omega}, & \Omega \leq |\xi| \leq (1 + \lambda)\Omega, \\ 0, & |\xi| \geq (1 + \lambda)\Omega \end{cases}$$

(см. рис. 2.1). Так как $\hat{g}_\lambda \equiv 1$ на $\text{supp } \hat{f}$, мы имеем $\hat{f}(\xi) = \hat{f}(\xi)\hat{g}_\lambda(\xi)$. Теперь можем повторить то же построение, что и раньше. Верно следующее представление

$$\hat{f}(\xi) = \sum_n c_n e^{-in\xi\pi/[\Omega(1+\lambda)]},$$

где

$$c_n = \frac{\sqrt{2\pi}}{2\Omega(1 + \lambda)} f\left(\frac{n\pi}{\Omega(1 + \lambda)}\right);$$

отсюда

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Omega(1+\lambda)}^{\Omega(1+\lambda)} d\xi e^{ix\xi} \hat{g}_\lambda(\xi) \sum_n c_n e^{-in\xi\pi/[\Omega(1+\lambda)]} = \\ &= \sum_n f\left(\frac{n\pi}{\Omega(1 + \lambda)}\right) G_\lambda\left(x - \frac{n\pi}{\Omega(1 + \lambda)}\right), \end{aligned}$$

где

$$G_\lambda(x) = \frac{\sqrt{2\pi}}{2\Omega(1+\lambda)} g_\lambda(x) = \frac{2 \sin[x\Omega(1+\lambda/2)] \sin(x\Omega\lambda/2)}{\lambda\Omega^2(1+\lambda)x^2}.$$

Эти G_λ убывают быстрее, чем $\frac{\sin \Omega x}{\Omega x}$. Заметим, что если $\lambda \rightarrow 0$, то $G_\lambda \rightarrow \frac{\sin \Omega x}{\Omega x}$, как и ожидалось. Можно получить более быстрое убывание, выбрав $\hat{g}_\lambda$ более гладким, но не стоит прилагать слишком много усилий, чтобы сделать $\hat{g}_\lambda$ очень гладким: на самом деле, G_λ будет очень быстро убывать при асимптотически больших x , но величина λ накладывает ограничение на *численное* убывание G_λ . Другими словами, выбрав $\hat{g}_\lambda$ из C^∞ , получим G_λ , убывающее быстрее, чем любой обратный полином

$$|G_\lambda(x)| \leq C_N(\lambda)(1+|x|)^{-(N+1)},$$

при этом постоянная $C_N(\lambda)$ может быть очень большой (это связано с величиной N -й производной $\hat{g}_\lambda$ на $[\Omega, \Omega(1+\lambda)]$), грубо она оценивается через λ^{-N} .

Что происходит, если f «недонасыщена» (undersampled), т. е. $\text{supp } \hat{f} = [-\Omega, \Omega]$, но известны только $f(n\pi/[\Omega(1-\lambda)])$, $\lambda > 0$? Имеем

$$\begin{aligned} f\left(n\frac{\pi}{\Omega(1-\lambda)}\right) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Omega}^{\Omega} d\xi \hat{f}(\xi) e^{in\pi\xi/[\Omega(1-\lambda)]} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Omega(1-\lambda)}^{\Omega(1-\lambda)} d\xi e^{in\pi\xi/[\Omega(1-\lambda)]} [\hat{f}(\xi) + \hat{f}(\xi+2\Omega(1-\lambda)) + \hat{f}(\xi-2\Omega(1-\lambda))], \end{aligned}$$

здесь мы использовали, что $e^{in\pi\xi/\alpha}$ имеют период 2α , и предполагали, что $\lambda \leq \frac{2}{3}$ (в противном случае в сумму из последнего подынтегрального выражения входило бы больше членов). Это означает, что недонасыщенные $f\left(n\frac{\pi}{\Omega(1-\lambda)}\right)$ ведут себя так же, как и взятые с частотой Найквиста отсчеты функции с более узкой шириной полосы, для которой преобразование Фурье получается периодизацией («folding») $\hat{f}^*$

*Термин «folding», использованный автором, не совсем точно отражает суть данного преобразования спектра. — *Прим. ред.*

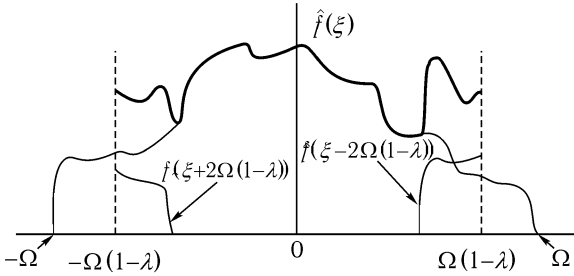


Рис. 2.2. Три слагаемых $\hat{f}(\xi)$, $\hat{f}(\xi + 2\Omega(1 - \lambda))$ и $\hat{f}(\xi - 2\Omega(1 - \lambda))$ и их сумма (жирная линия) на отрезке $|\xi| \leq \Omega(1 - \lambda)$

(см. рис. 2.2). В этой версии $\hat{f}$ некоторые высокие частоты f обнаруживаются в областях низких частот, лишь в области $|\xi| \leq \Omega(1 - 2\lambda)$ воздействие не оказывается. Этот феномен, называемый наложением спектров (aliasing), ясно слышится, например, для недонасыщенных акустических сигналов, как металлическое клацанье.

2.2. Множество функций с ограниченной частотной полосой, как особый случай гильбертовых пространств с воспроизводящим ядром

Для любых α, β , $-\infty \leq \alpha < \beta \leq \infty$, множество функций

$$\{f \in L^2(\mathbb{R}); \text{supp } f \subset [\alpha, \beta]\}$$

образует замкнутое подпространство пространства $L^2(\mathbb{R})$, т.е. оно является подпространством, и любая последовательность Коши, составленная из элементов этого подпространства, сходится к элементу из этого же подпространства. Вследствие унитарности преобразования Фурье, определенного на $L^2(\mathbb{R})$, множество функций с ограниченной частотной полосой

$$\mathcal{B}_\Omega = \{f \in L^2(\mathbb{R}); \text{supp } \hat{f} \subset [-\Omega, \Omega]\}$$

является замкнутым подпространством в $L^2(\mathbb{R})$. По теореме Пэли–Винера (см. предварительные сведения) любая функция f из $\mathcal{B}_\Omega$ имеет

аналитическое продолжение до целой функции на $\mathbb{C}$, которую мы также обозначаем f , имеющей экспоненциальный тип. Более точно,

$$|f(z)| \leq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \|\widehat{f}\|_{L^1} e^{|\operatorname{Im} z| \Omega}.$$

На самом деле, $\mathcal{B}_\Omega$ состоит именно из таких функций из $L^2(\mathbb{R})$, для которых существует аналитическое продолжение до целой функции, удовлетворяющей оценке такого типа. Таким образом, мы можем считать $\mathcal{B}_\Omega$ гильбертовым пространством целых функций. Для f из $\mathcal{B}_\Omega$ мы имеем

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Omega}^{\Omega} d\xi e^{ix\xi} \widehat{f}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\Omega}^{\Omega} d\xi e^{ix\xi} \int dy f(y) e^{-i\xi y} = \\ &= \int dy f(y) \frac{\sin \Omega(x-y)}{\pi(x-y)}. \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

(Смена порядка интегрирования на последнем шаге допустима, если $f \in L^1$, т.е. если $\widehat{f}$ — достаточно гладкая. Поскольку для всех x $[\pi(x - \cdot)]^{-1} \sin \Omega(x - \cdot)$ лежит в $L^2(\mathbb{R})$, это заключение распространяется на все f из $\mathcal{B}_\Omega$ обычным приемом, описанным в предварительных сведениях.) Вводя обозначение $e_x(y) = \frac{\sin \Omega(x-y)}{\pi(x-y)}$, мы можем переписать (2.2.1) как

$$f(x) = \langle f, e_x \rangle. \quad (2.2.2)$$

Заметим, что $e_x \in \mathcal{B}_\Omega$, поскольку $\widehat{e}_x(\xi) = (2\pi)^{-1/2} e^{-ix\xi}$ для $|\xi| < \Omega$, $\widehat{e}_x(\xi) = 0$ для $|\xi| > \Omega$.

Формула (2.2.2) типична для гильбертовых пространств с воспроизводящим ядром (г.п.в.я.). В г.п.в.я. $\mathcal{H}$ отображение, ставящее функции f в соответствие ее значение $f(x)$ в точке x , есть непрерывное отображение (это не выполняется в большинстве функциональных гильбертовых пространств, в частности, в самом $L^2(\mathbb{R})$), так что с необходимостью существует $e_x \in \mathcal{H}$ такое, что $f(x) = \langle f, e_x \rangle$ для всех $f \in \mathcal{H}$ (по теореме Рисса, см. предварительные сведения). Пишется также, что

$$f(x) = \int dy K(x, y) f(y),$$

где $K(x, y) = \overline{e_x(y)}$ — *воспроизводящее ядро* (reproducing kernel). В частном случае $\mathcal{B}_\Omega$ существуют даже специальные $x_n = \frac{n\pi}{\Omega}$ такие, что e_{x_n} образуют ортонормированный базис для $\mathcal{B}_\Omega$, приводящий к формуле Шеннона (2.1.2). Такие специальные x_n не обязательно существуют в общем случае г.п.в.я. Мы встретимся с примерами других г.п.в.я. позднее.

2.3. Ограничения на частотную и временную полосы

Функции могут иметь ограниченными как частотную, так и временную полосы: если f имеет ограниченную частотную полосу (с произвольной конечной шириной полосы), то f является ограничением на $\mathbb{R}$ целой аналитической функции. Если бы f была ограничена также и по времени, $\text{supp } f \subset [-T, T]$, $T < \infty$, то $f \equiv 0$ (нетривиальные аналитические функции могут иметь лишь изолированные нули). Тем не менее, многие практические ситуации соответствуют *эффективному* ограничению частотной и временной полос: представим, например, что сигнал передается (например, по телефону) так, что частоты выше Ω теряются (большинство реально существующих передающих систем страдают от ограничений именно такого рода); представим также, что сигнал (например, разговор по телефону) имеет ограниченную длительность во времени. Передаваемый сигнал, таким образом, эффективно ограничен по времени и частоте. Как это может быть? И насколько хорошо функция может быть передана таким ограниченным по времени и частоте представлением? Многие исследователи работали над этими проблемами, до тех пор пока в работах Ландау, Поллака, Слепьяна [165], [119], [120] не появилось их элегантное решение. Великолепный обзор, с гораздо большим, чем приведено здесь, количеством деталей, сделан Слепьяном [163].

Приведенный здесь пример (сигнал, ограниченный во времени, передается через канал с ограниченной шириной полосы) можно моделировать следующим образом: пусть Q_T , P_Ω , операторы ортогонального проектирования в $L^2(\mathbb{R})$, определены ниже:

$$(Q_T f)(x) = f(x) \quad \text{при } |x| < t, \quad (Q_T f)(x) = 0 \quad \text{при } |x| > T$$

и

$$(P_\Omega f)^\wedge(\xi) = \widehat{f}(\xi) \quad \text{при } |\xi| < \Omega, \quad (P_\Omega f)^\wedge(\xi) = 0 \quad \text{при } |\xi| > \Omega.$$

Тогда сигнал, ограниченный во времени, на $[-T, T]$ удовлетворяет условию $f = Q_T f$, а его передача по каналу с шириной полосы Ω дается конечным произведением $P_\Omega f = P_\Omega Q_T f$ (при условии, что других искажений нет). Оператор $P_\Omega Q_T$ представляет общий процесс ограничения по времени и частоте. То, насколько хорошо передаваемый $P_\Omega Q_T f$ приближает исходный f , измеряется величиной $\|P_\Omega Q_T f\|^2 / \|f\|^2 = \langle Q_T P_\Omega Q_T f, f \rangle / \|f\|^2$.

Максимальная величина этого отношения есть наибольшее собственное значение симметричного оператора $Q_T P_\Omega Q_T$, в явном виде заданного с помощью

$$(Q_T P_\Omega Q_T f)(x) = \begin{cases} \int_{-T}^T dy \frac{\sin \Omega(x-y)}{\pi(x-y)} f(y), & \text{если } |x| < T, \\ 0, & \text{если } |x| > T. \end{cases} \quad (2.3.1)$$

По счастливому обстоятельству собственные значения и собственные функции хорошо известны: $Q_T P_\Omega Q_T$ коммутирует с дифференциальным оператором второго порядка A ,

$$(Af)(x) = \frac{d}{dx}(T^2 - x^2) \frac{df}{dx} - \frac{\Omega^2}{\pi^2} x^2 f(x).$$

По разным причинам собственные функции этого оператора изучались задолго до того, как была обнаружена их связь с ограниченностью по времени и частоте. Они называются волновыми функциями вытянутого сфероида, многие их свойства известны. Поскольку A и $Q_T P_\Omega Q_T$ перестановочны (и поскольку все собственные значения A являются простыми), волновые функции вытянутого сфероида являются собственными функциями и для $Q_T P_\Omega Q_T$ тоже (с другими собственными значениями, конечно). Более того, обозначив эти функции через ψ_n , $n \in \mathbb{N}$, и занумеровав их так, чтобы соответствующие собственные значения α_n оператора A возрастали с ростом n , имеем

$$Q_T P_\Omega Q_T \psi_n = \lambda_n \psi_n,$$

$$Q_T P_\Omega Q_T f = 0 \Leftrightarrow f \perp \psi_n \text{ для всех } n \Leftrightarrow f \text{ определена на } \{x; |x| \geq T\},$$

$$\lambda_n \text{ убывает с ростом } n \text{ и } \lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n = 0.$$

Конечно, собственные значения λ_n зависят от T и Ω . Простое масштабирование (подстановка $x = Tx'$, $y = Ty'$ в выражение для

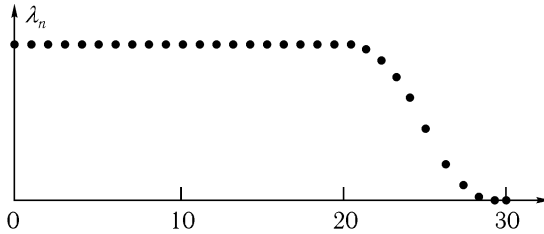


Рис. 2.3. Собственные значения λ_n для $Q_T P_\Omega Q_T$ при $2T\Omega/\pi = 25$

$(Q_T P_\Omega Q_T f)(x)$ показывает, что λ_n на самом деле зависят лишь от произведения $T\Omega$. Для фиксированного $T\Omega$ поведение λ_n с ростом n схематически показано на рис. 2.3. Обычно λ_n близки к 1 для маленьких n , ныряют к нулю вблизи порогового значения $2T\Omega/\pi$ и остаются затем близкими нулю. Более точно, для любого $\varepsilon > 0$ (произвольно малого), существует константа C_ε такая, что

$$\begin{aligned} \# \{n; \lambda_n \geq 1 - \varepsilon\} &\leq \frac{2T\Omega}{\pi} - C_\varepsilon \log(T\Omega), \\ \# \{n; 1 - \varepsilon \geq \lambda_n \geq \varepsilon\} &\leq 2C_\varepsilon \log(T\Omega). \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Это означает, что «область нырка» имеет ширину, пропорциональную $\log(T\Omega)$. Поскольку $\lim_{x \rightarrow \infty} x^{-1} \log x = 0$, ширина «области нырка» становится пренебрежимо малой по сравнению с $2T\Omega/\pi$ при $T, \Omega \rightarrow \infty$. На самом деле, (2.3.2) является грубой версией того факта, что область временного и частотного ограничения $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$ соответствует $2T\Omega/\pi$ степеням свободы, т.е. существует (с точностью до ошибки, малой в сравнении с $T\Omega$) $2T\Omega/\pi$ независимых функций (и не более), существенно ограниченных по времени на $[-T, T]$ и полосе на $[-\Omega, \Omega]$. Заметим, что $2T\Omega/\pi$ есть в точности площадь $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$, деленная на 2π . Таким образом, это число равняется числу отсчетов по времени на $[-T, T]$, определенному теоремой Шеннона для функций с ограниченной частотной полосой Ω . Этот эвристический способ подсчета «независимых степеней свободы» был частью фольклора теории коммуникаций задолго до того, как он был обоснован Ландау, Поллаком и Слепьяном. Независимо от этого физикам было известно, что область в фазовом пространстве (= пространство–импульс или время–частота, как здесь) с площадью S соответствует $S/2\pi$ «независимым состояниям» в полуклассическом пределе (т.е., когда S много больше

чем $\hbar$, выражение $S/2\pi$ соответствует системе измерений, где $\hbar = 1$). Мы расширим определение плотности Найквиста, первоначально введенное в контексте отсчетов, и будем использовать ее как предельную частотно-временную плотность $(2\pi)^{-1}$, присутствующую во всех этих примерах.

А сейчас настало время вернуться к вейвлет-преобразованию. В последующем изложении мы разовьем понятия непрерывного вейвлет-преобразования и оконного преобразования Фурье.

2.4. Непрерывное вейвлет-преобразование

На время ограничимся одномерными вейвлетами. Мы будем всегда предполагать, что $\psi \in L^2(\mathbb{R})$, а анализирующий вейвлет также удовлетворяет условию допустимости, уже упомянутому в § 1.3,

$$C_\psi = 2\pi \int d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty. \quad (2.4.1)$$

Роль этого условия скоро станет понятной. Если $\psi \in L^1(\mathbb{R})$, то $\widehat{\psi}$ — непрерывно, и (2.4.1) выполняется, только если $\widehat{\psi}(0) = 0$ или $\int dx \psi(x) = 0$. С другой стороны, если $\int dx \psi(x) = 0$, и мы накладываем на ψ несколько более сильное условие чем интегрируемость, а именно, $\int dx (1 + |x|)^\alpha |\psi(x)| < \infty$ для некоторого $\alpha > 0$, то $|\widehat{\psi}(\xi)| \leq C|\xi|^\beta$, где $\beta = \min(\alpha, 1)$, и (2.4.1) выполнено. Отсюда следует, что в практически важных случаях (2.4.1) эквивалентно требованию $\int dx \psi(x) = 0$. (На практике, мы накладываем гораздо более строгие условия убывания, чем те, что использовались в этих рассуждениях.)

Образуем из ψ двухпараметрическое семейство вейвлетов с помощью сдвигов (translations) и сжатий (dilations)

$$\psi^{a,b}(x) = |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right),$$

где $a, b \in \mathbb{R}$, $a \neq 0$ (сейчас мы используем и отрицательные, и положительные a). Нормировка выбрана так, что $\|\psi^{a,b}\| = \|\psi\|$ для всех a, b . Предположим, что $\|\psi\| = 1$. Непрерывное вейвлет-преобразование на этом семействе вейвлетов определено так:

$$(T^{\text{вейв}} f)(a, b) = \langle f, \psi^{a,b} \rangle = \int dx f(x) |a|^{-1/2} \overline{\psi\left(\frac{x-b}{a}\right)}.$$

Заметим, что $|(T^{\text{вейв}} f)(a, b)| \leq \|f\|$.

Функция f восстанавливается по своему вейвлет-преобразованию с помощью формулы обращения следующим образом.

Предложение 2.4.1. Для любых $f, g \in L^2(\mathbb{R})$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \overline{(T^{\text{вейв}} g)(a, b)} = C_{\psi} \langle f, g \rangle. \quad (2.4.2)$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \overline{(T^{\text{вейв}} g)(a, b)} &= \\ &= \iint \frac{da db}{a^2} \left[\int d\xi \widehat{f}(\xi) |a|^{1/2} e^{-ib\xi} \overline{\widehat{\psi}(a\xi)} \right] = \\ &= \left[\int d\xi' \widehat{g}(\xi') |a|^{1/2} e^{ib\xi'} \widehat{\psi}(a\xi') \right]. \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Выражение, заключенное в первую пару скобок, представляет собой преобразование Фурье $F_a(\xi) = |a|^{1/2} \widehat{f}(\xi) \overline{\widehat{\psi}(a\xi)}$, умноженное на $(2\pi)^{1/2}$, затем следует выражение, которое можно рассматривать как комплексное сопряжение преобразования Фурье $G_a(\xi) = |a|^{1/2} \widehat{g}(\xi) \widehat{\psi}(a\xi)$, умноженное на $(2\pi)^{1/2}$. Из унитарности преобразования Фурье следует, что

$$\begin{aligned} (2.4.3) &= 2\pi \int \frac{da}{a^2} \int d\xi F_a(\xi) \overline{G_a(\xi)} = 2\pi \int \frac{da}{|a|} \int d\xi \widehat{f}(\xi) \widehat{g}(\xi) |\widehat{\psi}(a\xi)|^2 = \\ &= 2\pi \int d\xi \widehat{f}(\xi) \widehat{g}(\xi) \int \frac{da}{|a|} |\widehat{\psi}(a\xi)|^2 = \end{aligned}$$

(замена порядка интегрирования разрешена по теореме Фубини)

$$= C_{\psi} \langle f, g \rangle$$

(во втором интеграле произведена замена переменных $\zeta = a\xi$). ■

Теперь понятно, почему мы требовали выполнения (2.4.1): если бы C_{ψ} была бесконечной, (2.4.2) не выполнялось.

Формула (2.4.2) может быть переписана так:

$$f = C_{\psi}^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}, \quad (2.4.4)$$

со сходимостью интеграла в «слабом смысле», т. е. взяв скалярное произведение обеих частей (2.4.4) с произвольной $g \in L^2(\mathbb{R})$ и поменяв местами скалярное умножение и интегрирование по a, b в правой части, получаем нужную формулу. Сходимость имеет место также и в следующем, более сильном смысле:

$$\lim_{\substack{A_1 \rightarrow 0 \\ A_2, B \rightarrow \infty}} \left\| f - C_\psi^{-1} \iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b} \right\| = 0. \quad (2.4.5)$$

Здесь интегрируется тот единственный элемент из $L^2(\mathbb{R})$, для которого скалярное произведение с $g \in L^2(\mathbb{R})$ задается величиной

$$\iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \langle \psi^{a, b}, g \rangle;$$

поскольку его абсолютная величина ограничена с помощью

$$\iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} \|f\| \|\psi^{a, b}\| \|g\| = 4B \left(\frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_2} \right) \|f\| \|g\|,$$

смысл интегралу в (2.4.5) мы можем придать по лемме Рисса. Тогда (2.4.5) доказывается просто:

$$\begin{aligned} & \left\| f - C_\psi^{-1} \iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b} \right\| = \\ &= \sup_{\|g\|=1} \left| \left\langle f - C_\psi^{-1} \iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}, g \right\rangle \right| \leq \\ &\leq \sup_{\|g\|=1} \left| C_\psi^{-1} \iint_{\substack{|a| \geq A_2 \\ \text{или } |a| \leq A_1 \\ \text{или } |b| \geq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \overline{(T^{\text{вейв}} g)(a, b)} \right| \leq \end{aligned}$$

$$\leq \sup_{\|g\|=1} \left[C_{\psi}^{-1} \iint_{\substack{|a| \geq A_2 \\ \text{или } |a| \leq A_1 \\ \text{или } |b| \geq B}} \frac{da db}{a^2} |(T^{\text{вейв}} f)(a, b)|^2 \right]^{1/2} \times \\ \times \left[C_{\psi}^{-1} \iint \frac{da db}{a^2} |(T^{\text{вейв}} g)(a, b)|^2 \right]^{1/2}.$$

По предложению 2.4.1 выражение во второй паре скобок есть $\|g\|^2 = 1$, выражение в первой паре скобок сходится к нулю при $A_1 \rightarrow 0$, $A_2, B \rightarrow \infty$, поскольку интеграл с бесконечными пределами интегрирования сходится. Равенство (2.4.5) доказано.

Формула (2.4.5), показывающая, что любую f из $L^2(\mathbb{R})$ можно с произвольной точностью аппроксимировать суперпозицией вейвлетов, может выглядеть парадоксально: ведь интеграл от вейвлета равен нулю, тогда как же любая суперпозиция вейвлетов (которая с необходимостью имеет нулевой интеграл) может быть хорошим приближением f , если сама f имеет ненулевой интеграл? Решение этого парадокса лежит не в небрежности математической постановки вопроса (как это обычно бывает с решениями парадоксов). Мы легко можем придать ему строгость. Возьмем $f \in L^1(\mathbb{R}) \cap L^2(\mathbb{R})$, при этом сама $\psi \in L^1(\mathbb{R})$. Легко проверить, что

$$C_{\psi}^{-1} \iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}$$

действительно, принадлежат $L^1(\mathbb{R})$ (с нормой, ограниченной величиной $2C_{\psi}^{-1} \|f\|_{L^2} \|\psi\|_{L^2} \|\psi\|_{L^1} B(A_1^{-1/2} - A_2^{-1/2})$), и что они имеют нулевой интеграл, в то время как сама f , функция, которую они приближают при $A_1 \rightarrow 0$, $A_2, B \rightarrow \infty$, может иметь ненулевой интеграл.

Объяснение этому очевидному парадоксу в том, что (2.4.5) выполняется в L^2 -смысле, но не в L^1 -смысле. Когда $A_1 \rightarrow 0$, $A_2, B \rightarrow \infty$,

$$f(x) - C_{\psi}^{-1} \iint_{\substack{A_1 \leq |a| \leq A_2 \\ |b| \leq B}} \frac{da db}{a^2} W f(a, b) \psi^{a, b}$$

становится очень плоской, очень вытянутой функцией, которая по-прежнему имеет интеграл, равный интегралу от f , но L^2 -норму, стремящуюся

юся к нулю. (Это похоже на замечание, что функции $g_n(x) = (2n)^{-1}$ при $|x| \leq n$ и равные 0 в противном случае, удовлетворяют $\int g_n = 1$ для всех n , хотя $g_n(x) \rightarrow 0$ для всех x и $\|g_n\|_{L^2} = (2n)^{-1/2} \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$, и g_n не сходятся в $L^1(\mathbb{R})$.)

Возможны некоторые вариации (2.4.4), в которых мы ограничимся лишь положительными a (в противоположность использованию и положительных, и отрицательных a в (2.4.4)). Одна из возможностей состоит в требовании, чтобы ψ удовлетворяла условию допустимости, несколько более строгому, чем (2.4.1), а именно

$$C_\psi = 2\pi \int_0^\infty d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = 2\pi \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty. \quad (2.4.6)$$

Равенство этих двух интегралов получается немедленно, если, например, ψ является вещественной функцией, поскольку тогда $\widehat{\psi}(-\xi) = \overline{\widehat{\psi}(\xi)}$. Следовательно, с этим новым C_ψ формула обращения превращается в

$$f = C_\psi^{-1} \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}, \quad (2.4.7)$$

которое понимается в том же самом слабом или более сильном смысле, как и (2.4.4). (Доказательство (2.4.7) аналогично доказательству (2.4.4).)

Другая возможность осуществляется, если взять вещественную функцию f и если $\text{supp } \widehat{\psi} \subset [0, \infty)$. В этом случае легко доказывается, что

$$f = 2C_\psi^{-1} \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db \text{Re}[(T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}], \quad (2.4.8)$$

C_ψ определена через (2.4.1). (Для доказательства (2.4.8) используем, что $f(x) = (2\pi)^{-1/2} 2 \text{Re} \int_0^\infty d\xi e^{ix\xi} \widehat{f}(\xi)$, поскольку $\widehat{f}(-\xi) = \overline{\widehat{f}(\xi)}$.) Конечно, формула (2.4.8) может быть переписана в терминах $\psi_1 = \text{Re } \psi$ и $\psi_2 = \text{Im } \psi$, двух вейвлетов, каждый из которых является гильбертовым преобразованием другого. Использование комплексных вейвлетов, даже для анализа вещественных функций, может иметь свои преимущества. В [115], например, Кронланд–Мартин, Морле, Гроссман используют

комплексный вейвлет ψ с носителем $\widehat{\psi} \subset [0, \infty)$, а вейвлет-преобразование $T^{\text{вейв}} f$ представляют через графики его модуля и фазы.

Если обе функции, f и ψ , являются так называемыми «аналитическими сигналами», т.е. $\text{supp } \widehat{f} \text{ и } \text{supp } \widehat{\psi} \subset [0, \infty)$, то $(T^{\text{вейв}} f)(a, b) = 0$, если $a < 0$. Тогда (2.4.4) немедленно упрощается

$$f = C_{\psi}^{-1} \int_0^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a,b}, \quad (2.4.9)$$

где C_{ψ} опять определена через (2.4.1). Наконец мы можем приспособить (2.4.9) для случая, когда $\text{supp } \widehat{\psi} \subset [0, \infty)$, но $\text{supp } \widehat{f} \not\subset [0, \infty)$. Запишем $f = f_+ + f_-$, где $\text{supp } \widehat{f}_+ \subset [0, \infty)$, $\text{supp } \widehat{f}_- \subset (-\infty, 0]$, $\psi_+ = \psi$, и введем $\widehat{\psi}_-(\xi) = \widehat{\psi}(-\xi)$. Понятно, что $\text{supp } \widehat{\psi}_- \subset (-\infty, 0]$. Тогда $\langle f_+, \psi_-^{a,b} \rangle = 0$ и $\langle f_-, \psi_+^{a,b} \rangle = 0$ для $a > 0$, так что после непосредственного использования (2.4.9) получаем

$$f = C_{\psi}^{-1} \int_0^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db [(T_+^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi_+^{a,b} + (T_-^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi_-^{a,b}], \quad (2.4.10)$$

где $(T_+^{\text{вейв}} f)(a, b) = \langle f_+, \psi_+^{a,b} \rangle = \langle f, \psi_+^{a,b} \rangle$, $(T_-^{\text{вейв}} f)$ определено аналогично, а C_{ψ} та же, что и в (2.4.1).

Еще одна важная возможность состоит в использовании разных функций при восстановлении и разложении. Более точно, если ψ_1, ψ_2 удовлетворяют

$$\int d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}_1(\xi)| |\widehat{\psi}_2(\xi)| < \infty, \quad (2.4.11)$$

то теми же рассуждениями, что и в предложении 2.4.1, показываем, что

$$\int \frac{da}{a^2} \int db \langle f, \psi_1^{a,b} \rangle \langle \psi_2^{a,b}, g \rangle = C_{\psi_1, \psi_2} \langle f, g \rangle, \quad (2.4.12)$$

$C_{\psi_1, \psi_2} = 2\pi \int d\xi |\xi|^{-1} \overline{\widehat{\psi}_1(\xi)} \widehat{\psi}_2(\xi)$. Если $C_{\psi_1, \psi_2} \neq 0$, то мы можем переписать (2.4.12) как

$$f = C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int \frac{da}{a^2} \int db \langle f, \psi_1^{a,b} \rangle \psi_2^{a,b}. \quad (2.4.13)$$

Заметим, что ψ_1 и ψ_2 могут иметь очень разные свойства! Одна может быть нерегулярной, другая гладкой, обе могут даже не быть допустимыми: если $\widehat{\psi}_1(\xi) = O(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$, то возможно выполнение $\widehat{\psi}_2(0) \neq 0$.

Здесь мы не будем использовать эту дополнительную свободу. В [97] Чамичан использует свободу в выборе ψ_1, ψ_2 для доказательства некоторых очень интересных результатов (см. также § 2.9). Например, можно выбрать ψ_2 с компактным носителем, $\text{supp } \psi_2 \in [-R, R]$, так, что для любого x только $\langle f, \psi_1^{a,b} \rangle$, где $|b - x| \leq |a|R$, будут вносить вклад в $f(x)$ из формулы восстановления (2.4.13). Множество $\{(a, b); |b - x| \leq |a|R\}$ называется «конусом влияния» ψ_2 на x . Холшнайдер и Чамичан [97] также доказывают, что при умеренных условиях на f формула (2.4.13) верна как поточечно, так и в L^2 -смысле.

Предложение 2.4.2. *Предположим, что $\psi_1, \psi_2 \in L^1(\mathbb{R})$, ψ_2 дифференцируема, $\psi'_2 \in L^2(\mathbb{R})$, $x\psi_2 \in L^1(\mathbb{R})$ и $\widehat{\psi}_1(0) = 0 = \widehat{\psi}_2(0)$. Если $f \in L^2(\mathbb{R})$ ограничена, то формула (2.4.13) выполняется поточечно в каждой точке x , где f непрерывна, т. е.*

$$f(x) = C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \lim_{\substack{A_1 \rightarrow 0 \\ A_2 \rightarrow \infty}} \int_{A_1 \leq |a| \leq A_2} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db \langle f, \psi_1^{a,b} \rangle \psi_2^{a,b}(x). \quad (2.4.14)$$

Доказательство.

1. Мы можем переписать правую часть (2.4.14) (прежде чем взять предел) так:

$$\begin{aligned} f_{A_1, A_2}(x) &= C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int_{A_1 \leq |a| \leq A_2} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} dy \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} db f(y) |a|^{-1} \overline{\psi_1\left(\frac{y-b}{a}\right)} \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dy M_{A_1, A_2}(x-y) f(y), \end{aligned} \quad (2.4.15)$$

где все перемены порядка интегрирования разрешены теоремой Фубини (интеграл сходится абсолютно). Здесь M_{A_1, A_2} определяется как

$$M_{A_1, A_2}(x) = C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int_{A_1 \leq |a| \leq A_2} \frac{da}{|a|^3} \int_{-\infty}^{\infty} db \overline{\psi_1\left(-\frac{b}{a}\right)} \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right).$$

2. Легко вычислить преобразование Фурье для M_{A_1, A_2} :

$$\widehat{M}_{A_1, A_2}(\xi) = (2\pi)^{1/2} C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int_{A_1 \leq |a| \leq A_2} \frac{da}{|a|} \widehat{\psi}_2(a\xi) \overline{\widehat{\psi}_1(a\xi)} = \quad (2.4.16)$$

$$= \widehat{M}(A_1\xi) - \widehat{M}(A_2\xi), \quad (2.4.17)$$

где $\widehat{M}(\xi) = (2\pi)^{1/2} C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int_{|a| \geq |\xi|} \frac{da}{|a|} \widehat{\psi}_2(a) \overline{\widehat{\psi}_1(a)}$, что следует из замены

переменных $a \rightarrow a\xi$ в (2.4.16). Поскольку $a\widehat{\psi}_2(a) \in L^2(\mathbb{R})$ и $\widehat{\psi}_1(a)$ ограничена, мы имеем

$$|\widehat{M}(\xi)| \leq C \left(\int_{|a| \geq |\xi|} \frac{da}{|a|^4} |\widehat{\psi}_1(a)|^2 \right)^{1/2} \left(\int da |a|^2 |\widehat{\psi}_2(a)|^2 \right)^{1/2} \leq C' |\xi|^{-3/2}.$$

Вследствие (2.4.11) $\widehat{M}$ также ограничена, поэтому

$$|\widehat{M}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-3/2}. \quad (2.4.18)$$

Тем самым доказывается, что M , обратное преобразование Фурье функции $\widehat{M}$, корректно определено, ограничено и непрерывно.

3. Убывание M определяется регулярностью $\widehat{M}$. Для $\xi \neq 0$ легко проверяется, что $\widehat{M}$ дифференцируемо по ξ и

$$\frac{d}{d\xi} \widehat{M}(\xi) = (2\pi)^{1/2} C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \frac{1}{|\xi|} \left[\widehat{\psi}_2(\xi) \overline{\widehat{\psi}_1(\xi)} + \widehat{\psi}_2(-\xi) \overline{\widehat{\psi}_1(-\xi)} \right].$$

Поскольку $x\psi_2 \in L^1$, а $\widehat{\psi}_2$ дифференцируема, верно следующее:

$$\left. \frac{d}{d\xi} \widehat{M} \right|_{\xi=0} = (2\pi)^{1/2} C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} 2\overline{\widehat{\psi}_1(0)} \widehat{\psi}_2'(0) = 0.$$

Отсюда следует, что $\widehat{M}$ дифференцируемо. Более того, поскольку $x\psi_2 \in L^1$, мы имеем

$$\begin{aligned} |\widehat{\psi}_2(\xi)| &= |\widehat{\psi}_2(\xi) - \widehat{\psi}_2(0)| \leq C \int dx |e^{-i\xi x} - 1| |\psi_2(x)| \leq \\ &\leq C|\xi| \int dx |x\psi_2(x)| \leq C'|\xi|. \end{aligned}$$

Это дает $\left| \frac{d}{d\xi} \widehat{M}(\xi) \right| \leq C'' [|\widehat{\psi}_1(\xi)| + |\widehat{\psi}_1(-\xi)|]$, следовательно, $\frac{d}{d\xi} \widehat{M} \in L^2$. Тогда

$$\begin{aligned} \int dx |M(x)| &\leq \left[\int dx (1+x^2)^{-1} \right]^{1/2} \left[\int dx (1+x^2) |M(x)|^2 \right]^{1/2} \leq \\ &\leq C \left[\int d\xi \left(|\widehat{M}(\xi)|^2 + \left| \frac{d}{d\xi} \widehat{M}(\xi) \right|^2 \right) \right]^{1/2} < \infty \end{aligned}$$

влечет $M \in L^1(\mathbb{R})$. При этом $\widehat{M}(0) = (2\pi)^{1/2} C_{\psi_1, \psi_2}^{-1} \int \frac{da}{|a|} \widehat{\psi}_2(a) \overline{\widehat{\psi}_1(a)} = (2\pi)^{-1/2}$, или $\int dx M(x) = 1$.

4. Используя (2.4.17), мы можем переписать (2.4.15):

$$f_{A_1, A_2}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{1}{A_1} M\left(\frac{x-y}{A_1}\right) f(y) - \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{1}{A_2} M\left(\frac{x-y}{A_2}\right) f(y).$$

Первое слагаемое стремится к $f(x)$ при $A_1 \rightarrow 0$, если f ограничена и непрерывна по x , поскольку M непрерывна, интегрируема и ее интеграл равен 1. (Это следует из теоремы об интегрируемости предела мажорируемой последовательности.) Второе слагаемое ограничено величиной

$$\begin{aligned} \left| \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{1}{A_2} M\left(\frac{x-y}{A_2}\right) f(y) \right| &\leq \\ &\leq \left[\int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{1}{A_2^2} \left| M\left(\frac{x-y}{A_2}\right) \right|^2 \right]^{1/2} \left[\int dy |f(y)|^2 \right]^{1/2} \leq \\ &\leq A_2^{-1/2} \|M\|_{L^2} \|f\|_{L^2} \leq C A_2^{-1/2}, \end{aligned}$$

потому что $M \in L^2(\mathbb{R})$ вследствие (2.4.18). Таким образом, это слагаемое стремится к нулю, если $A_2 \rightarrow \infty$. ■

Замечание. В [97] Холшнайдер и Чамичан доказывают эту теорему при несколько более общих условиях на f , ψ_1 , ψ_2 . □

2.5. Гильбертово пространство с воспроизводящим ядром, соответствующее непрерывному вейвлет-преобразованию

Как частный случай (2.4.2) для $f \in L^2(\mathbb{R})$ мы имеем

$$C_\psi^{-1} \iint \frac{da db}{a^2} |(T^{\text{вейв}} f)(a, b)|^2 = \int dx |f(x)|^2.$$

Другими словами, $T^{\text{вейв}}$ является изометрией $L^2(\mathbb{R})$ в $L^2(\mathbb{R}^2; C_\psi^{-1} a^{-2} da db)$, пространство всех комплекснозначных функций F на $\mathbb{R}^2$, для которых $|||F|||^2 = C_\psi^{-1} \iint \frac{da db}{a^2} |F(a, b)|^2$ сходится. Оснащенное нормой $||| \cdot |||$, оно является гильбертовым пространством. Образ $T^{\text{вейв}} L^2(\mathbb{R})$ образует лишь замкнутое подпространство, а не все $L^2(\mathbb{R}^2; C_\psi^{-1} a^{-2} da db)$. Обозначим это подпространство через $\mathcal{H}$.

Следующие рассуждения показывают, что $\mathcal{H}$ — г.п.в.я. Для любой $F \in \mathcal{H}$ мы можем найти такую $f \in L^2(\mathbb{R})$, что $F = T^{\text{вейв}} f$. Из (2.4.2) следует, что

$$\begin{aligned} F(a, b) &= \langle f, \psi^{a, b} \rangle = \\ &= C_\psi^{-1} \iint \frac{da' db'}{a'^2} (T^{\text{вейв}} f)(a', b') \overline{(T^{\text{вейв}} \psi^{a, b})(a', b')} = \\ &= C_\psi^{-1} \iint \frac{da' db'}{a'^2} K(a, b; a', b') F(a', b'), \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

где

$$K(a, b; a', b') = \overline{(T^{\text{вейв}} \psi^{a, b})(a', b')} = \langle \psi^{a', b'}, \psi^{a, b} \rangle.$$

Формула (2.5.1) показывает, что $\mathcal{H}$ в самом деле есть г.п.в.я., вложенное, как подпространство, в $L^2(\mathbb{R}^2; C_\psi^{-1} a^{-2} da db)$. (Отсюда также немедленно следует, что $\mathcal{H}$ не совпадает со всем пространством $L^2(\mathbb{R}^2; C_\psi^{-1} a^{-2} da db)$, поскольку эта формула не могла бы выполняться на всем пространстве $L^2(\mathbb{R}^2; C_\psi^{-1} a^{-2} da db)$.)

В частных случаях $\mathcal{H}$ становится гильбертовым пространством аналитических функций. Опять ограничимся рассмотрением функций f , таких что $\text{supp } \hat{f} \subset [0, \infty)$. Эти функции образуют замкнутое подпространство пространства $L^2(\mathbb{R})$, которое мы обозначим через H^2

(это один из представителей семейства пространств Харди). В качестве ψ выберем, например, $\widehat{\psi}(\xi) = 2\xi e^{-\xi}$ при $\xi \geq 0$, $\widehat{\psi}(\xi) = 0$ при $\xi \leq 0$ (ψ также принадлежит H^2). Тогда функции из $T^{\text{вейв}} H^2$ могут быть записаны так (рассматриваем только $a \geq 0$, см. (2.4.9)):

$$F(a, b) = \langle f, \psi^{a, b} \rangle = 2a^{1/2} \int_0^\infty d\xi \widehat{f}(\xi) a\xi e^{-i(b+ia)\xi} = (2\pi)a^{3/2} G(b+ia),$$

где G аналитична в верхней полуплоскости ($\text{Im } z > 0$). Более того, легко проверить, что

$$\int_0^\infty da \int_{-\infty}^\infty db a |G(b+ia)|^2 = \int dx |f(x)|^2.$$

Поэтому $T^{\text{вейв}}$ можно интерпретировать как изометрию из H^2 в пространство Бергмана, состоящее из функций, аналитичных в верхней полуплоскости, интегрируемых с квадратом по мере $\text{Im } z d(\text{Im } z) d(\text{Re } z)$. С другой стороны, можно доказать, что любая функция из пространства Бергмана связана через вейвлет-преобразование, определенное через эту специальную функцию ψ , с некоторой функцией из H^2 : изометрия является отображением «на» и, таким образом, унитарным. При другом выборе ψ , таком как $\psi \in H^2$, $\widehat{\psi}(\xi) = N_\beta \xi^\beta e^{-\xi}$ при $\psi \geq 0$, образ $T^{\text{вейв}} H^2$ может быть сопоставлен другим пространствам Бергмана, состоящим из функций, аналитичных в верхней полуплоскости.¹

Поскольку $T^{\text{вейв}} L^2$ или $T^{\text{вейв}} H^2$ можно сопоставить некоторое г.п.в.я., не следует удивляться тому, что существуют дискретные семейства точек (a_α, b_α) такие, что f полностью определяется значениями $(T^{\text{вейв}} f)(a_\alpha, b_\alpha)$ и может быть восстановлена по ним. В частности, если $T^{\text{вейв}} f$ можно отождествить с функцией из пространства Бергмана, очевидно, что ее значения на некоторых дискретных семействах точек полностью определяют функцию, поскольку, помимо прочего, она является аналитической. Дела могут обстоять по-другому при восстановлении ее численно устойчивым способом: ситуация не так проста, как в случае с полосой ограниченной ширины, когда существует специальное семейство точек x_n таких, что e_{x_n} образуют ортонормированный базис в $\mathcal{B}_\Omega$. Такого удобного ортонормированного базиса e_{a_α, b_α} в наших $T^{\text{вейв}} L^2$ или $T^{\text{вейв}} H^2$ нет. В следующей главе мы увидим, как можно поступить с этой проблемой.

Наконец, прежде чем закончить этот пункт, следует заметить, что можно рассматривать формулу (2.4.4) или эквивалентную формулировку в г.п.в.я. как следствие теории представлений интегрируемых с квадратом групп. У меня нет желания останавливаться на этом подробно. Заинтересованному читателю следует справиться в ссылках, помещенных в примечаниях.² Фактически, $\psi^{a,b}$ — это результат действия операторов $U(a, b)$, определенных формулой

$$[U(a, b)f](x) = |a|^{-1/2} f\left(\frac{x-b}{a}\right),$$

на функцию ψ . Все операторы $U(a, b)$ являются унитарными отображениями на $L^2(\mathbb{R})$ и образуют представление $(ax + b)$ -группы:

$$U(a, b)U(a', b') = U(aa', b + ab').$$

Это групповое представление *неприводимо* (т.е. для любой $f \neq 0$ не существует нетривиальной функции g , ортогональной всем $U(a, b)f$. Это эквивалентно высказыванию, что на $U(a, b)f$ натянута все пространство). Верен следующий результат: если U — неприводимое унитарное представление в $\mathcal{H}$ группы Ли G с левой инвариантной мерой $d\mu$ и если для некоторой f из $\mathcal{H}$

$$\int_G d\mu(g) |\langle f, U(g)f \rangle|^2 < \infty, \quad (2.5.2)$$

то существует плотное множество D в $\mathcal{H}$ такое, что свойство (2.5.2) выполняется для любого элемента $\tilde{f}$ из D . Более того, существует (возможно неограниченный) оператор A , корректно определенный в D , такой, что для всех $\tilde{f} \in D$ и всех $h_1, h_2 \in \mathcal{H}$,

$$\int_G d\mu(g) \langle h_1, U(g)\tilde{f} \rangle \overline{\langle h_2, U(g)\tilde{f} \rangle} = C_{\tilde{f}} \langle h_1, h_2 \rangle, \quad (2.5.3)$$

где $C_{\tilde{f}} = \langle A\tilde{f}, \tilde{f} \rangle$. В случае вейвлетов левой инвариантной мерой является $a^{-2} da db$, а оператор A задается формулой

$$(Af)^\wedge(\xi) = |\xi|^{-1} \hat{f}(\xi).$$

Заметим, что (2.5.3) — общая формула обращения!

Впоследствии мы не будем использовать эту групповую структуру, вовлекающую вейвлет-преобразование, главным образом потому, что

в скором времени мы перейдем к вейвлет-семействам с дискретным индексом, а они не соответствуют подгруппам $(ax + b)$ -групп.

В квантовой физике формула (2.5.3) изучалась и была использована для многих различных групп G . Семейства $U(g)f$ называются когерентными состояниями, а само название впервые было использовано для групп Вейля–Гейзенберга (см. также следующий пункт), но позднее распространено и на все другие группы (и даже на некоторые родственные конструкции, которые не были порождены группой). Прекрасный обзор и подборку важных работ на эту тему можно найти в работе Клаудера и Скагерстама [111]. Когерентные состояния, связанные с $(ax + b)$ -группами, которые теперь называются вейвлетами, были впервые сконструированы Аслаксеном и Клаудером в [6].

2.6. Непрерывное вейвлет-преобразование в многомерном случае

Существует несколько возможных расширений (2.4.4) в $L^2(\mathbb{R}^n)$, $n > 1$. Одна возможность состоит в выборе вейвлета $\psi \in L^2(\mathbb{R}^n)$, имеющего сферическую симметрию. Тогда его преобразование Фурье тоже является сферически симметричной функцией

$$\widehat{\psi}(\xi) = \eta(|\xi|),$$

а условие допустимости превращается в

$$C_\psi = (2\pi)^n \int_0^\infty \frac{dt}{t} |\eta(t)|^2 < \infty.$$

Следуя аргументации из доказательства предложения 2.1, можно доказать, что для всех $f, g \in L^2(\mathbb{R}^n)$

$$\int_0^\infty \frac{da}{a^{n+1}} \int_{-\infty}^\infty db (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \overline{(T^{\text{вейв}} g)(a, b)} = C_\psi \langle f, g \rangle, \quad (2.6.1)$$

где, как и прежде, $(T^{\text{вейв}} f)(a, b) = \langle f, \psi^{a,b} \rangle$ и $\psi^{a,b}(x) = a^{-n/2} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right)$, $a \in \mathbb{R}_+$, $a \neq 0$, $b \in \mathbb{R}^n$. Формулу (2.6.1) снова можно переписать так:

$$f = C_\psi^{-1} \int_0^\infty \frac{da}{a^{n+1}} \int_{\mathbb{R}^n} db (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a,b}. \quad (2.6.2)$$

Также можно выбрать ψ без сферической симметрии и ввести вращения, наряду со сдвигами и сжатиями. Например, для размерности 2 мы определим

$$\psi^{a,b,\theta}(x) = a^{-1} \psi \left(R_{\theta}^{-1} \left(\frac{x-b}{a} \right) \right),$$

где $a > 0$, $b \in \mathbb{R}^2$, а матрица R_{θ} имеет вид

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}.$$

Условие допустимости превращается в

$$C_{\psi} = (2\pi)^2 \int_0^{\infty} \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} d\theta |\hat{\psi}(r \cos \theta, r \sin \theta)|^2 < \infty,$$

а соответствующая формула обращения приобретает вид

$$f = C_{\psi}^{-1} \int_0^{\infty} \frac{da}{a^3} \int_{\mathbb{R}^2} db \int_0^{2\pi} d\theta (T^{\text{вейв}} f)(a, b, \theta) \psi^{a,b,\theta}.$$

Аналогичную конструкцию можно построить в пространстве размерности больше двух. Эти вейвлеты с углами вращения изучались Муренци в [151] и использовались Аргулом и другими авторами в [3], [4] для изучения фракталов.

2.7. Параллели с непрерывным оконным преобразованием Фурье

Оконное преобразования Фурье функции f задается формулой

$$(T^{\text{ок}} f)(\omega, t) = \langle f, g^{\omega, t} \rangle, \quad (2.7.1)$$

где $g^{\omega, t}(x) = e^{i\omega x} g(x - t)$. Рассуждения, полностью сходные с использованными в доказательстве предложения 2.4.1, показывают, что для всех $f_1, f_2 \in L^2(\mathbb{R})$ имеем

$$\int \int d\omega dt (T^{\text{ок}} f_1)(\omega, t) \overline{(T^{\text{ок}} f_2)(\omega, t)} = 2\pi \|g\|^2 \langle f_1, f_2 \rangle,$$

что можно переписать в виде:

$$f = (2\pi\|g\|^2)^{-1} \iint d\omega dt (T^{\text{ок}} f)(\omega, t) g^{\omega, t}. \quad (2.7.2)$$

Условие допустимости в этом случае отсутствует: можно брать любую оконную функцию g из L^2 . Подходящей нормировкой для g будет $\|g\|_{L^2} = 1$. (Отсутствие условия допустимости объясняется унитарностью группы Вейля–Гейзенберга, см. рассуждения Гроссмана, Морле и Пола в [90].)

Непрерывное оконное преобразование Фурье снова можно рассматривать как отображение из $L^2(\mathbb{R})$ в г.п.в.я. Все функции $F \in T^{\text{ок}} L^2(\mathbb{R})$ лежат в $L^2(\mathbb{R})$ и дополнительно удовлетворяют равенству

$$F(\omega, t) = \frac{1}{2\pi} \iint d\omega' dt' K(\omega, t; \omega', t') F(\omega', t'),$$

где $K(\omega, t; \omega', t') = \langle g^{\omega', t'}, g^{\omega, t} \rangle$. (Здесь мы предполагаем, что $\|g\| = 1$.) И опять существует специальная g , которая сводит это г.п.в.я. к гильбертову пространству аналитических функций: при $g(x) = \pi^{-1/4} e^{-x^2/2}$ получаем

$$(T^{\text{ок}} f)(\omega, t) = \exp\left[-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t\right] \varphi(\omega + it), \quad (2.7.3)$$

где φ — целая функция. Множество всех целых функций φ , полученное таким образом, образует гильбертово пространство Баргмана (Баргман [13]).

Функции $g^{\omega, t}$, полученные из $g(x) = g_0(x) = \pi^{-1/4} e^{-x^2/2}$, часто называют каноническими когерентными состояниями (см. Клаудер, Скагерстам [111]), а соответствующее непрерывное оконное преобразование Фурье — каноническим представлением когерентного состояния. Оно имеет много красивых и полезных свойств. Одно из них, используемое в следующем пункте, мы объясним. Применив дифференциальный оператор $H = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2 - 1$ к $g_0(x)$, получаем, что

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + x^2 - 1\right) \pi^{-1/4} e^{-x^2/2} = 0,$$

т.е. g_0 — это собственная функция H с собственным значением 0. На языке квантовой механики H называется гармоническим осцилаторным оператором Гамильтона, а g_0 — его основным состоянием. (Строго говоря, H , на самом деле, *дважды* стандартный гармонический осцилаторный гамильтониан.) Остальные собственные функции H задаются

функциями Эрмита более высокого порядка

$$\varphi_n(x) = \pi^{-1/4} 2^{-n/2} (n!)^{-1/2} \left(x - \frac{d}{dx}\right)^n e^{-x^2/2},$$

которые удовлетворяют соотношению

$$H\varphi_n = 2n\varphi_n. \quad (2.7.4)$$

(Для получения (2.7.4) стандартным простейшим методом следует написать, что $H = A^*A$, где $A = x + \frac{d}{dx}$, A^* — его сопряжение, $A^* = x - \frac{d}{dx}$, и показать, что $Ag_0 = 0$, $A(A^*)^n = (A^*)^n A + 2n(A^*)^{n-1}$, так что $H\varphi_n = \alpha_n A^* A (A^*)^n g_0 = \alpha_n A^* 2n(A^*)^{n-1} g_0 = 2n\varphi_n$. Нормировка α_n также легко вычисляется.) Хорошо известно, что $\{\varphi_n; n \in \mathbb{N}\}$ образуют ортонормированный базис для $L^2(\mathbb{R})$. Таким образом, они составляют «полное множество собственных функций» для H .³

Теперь рассмотрим однопараметрические семейства $\psi_s = e^{-iHs}\psi$. Они являются решениями уравнения

$$i\partial_s \psi_s = H\psi_s \quad (2.7.5)$$

с начальным условием $\psi_0 = \psi$. В очень частном случае, когда $\psi_0(x) = g_0^{\omega, t}(x) = \pi^{-1/4} e^{i\omega x} \exp[-(x-t)^2/2]$, мы находим $\psi_s = e^{i\alpha_s} g_0^{\omega_s, t_s}$, где $\omega_s = \omega \cos 2s - t \sin 2s$, $t_s = \omega \sin 2s + t \cos 2s$, а $\alpha_s = \frac{1}{2}(\omega t - \omega_s t_s)$ (что легко проверяется непосредственными вычислениями). То есть, каноническое когерентное состояние, «развиваясь» под действием (2.7.5), остается каноническим когерентным состоянием (с точностью до фазового множителя, который для нас не имеет значения). Обозначение (ω_s, t_s) нового когерентного состояния получено из первоначального (ω, t) простым поворотом на плоскости время–частота.

2.8. Непрерывное преобразование как инструмент для построения полезных операторов

Формулы обращения (2.4.4), (2.7.2) могут быть переписаны и другим образом:

$$C_\psi^{-1} \iint \frac{da db}{a^2} \langle \cdot, \psi^{a,b} \rangle \psi^{a,b} = \text{Id}, \quad (2.8.1a)$$

$$\frac{1}{2\pi} \iint d\omega dt \langle \cdot, g^{\omega,t} \rangle g^{\omega,t} = \text{Id}, \quad (2.8.1b)$$

где $\langle \cdot, \varphi \rangle \varphi$ обозначает оператор на $L^2(\mathbb{R})$, сопоставляющий функции f ее образ $\langle f, \varphi \rangle \varphi$. Этот оператор проектирования имеет ранг 1 (т.е. его квадрат и сопряжение идентичны ему самому). Формулы (2.8.1) утверждают, что «суперпозиция» с равными весами операторов проектирования ранга один, соответствующих семейству вейвлетов (или семейству оконных преобразований Фурье), в точности является тождественным оператором. (Как и прежде, интегралы в (2.8.1) нужно брать в слабом смысле). Что произойдет, если мы возьмем аналогичные комбинации, но придадим разные веса разным операторам проектирования ранга 1? Если весовая функция вообще имеет смысл, то мы придем к корректно определенному оператору, отличному от тождественного. Если весовая функция ограничена, то таким же будет и соответствующий оператор, но во многих примерах удобнее рассматривать неограниченные весовые функции, которые могут порождать неограниченные операторы.⁴ В этом пункте мы рассмотрим несколько интересных примеров (ограниченных и неограниченных).

Начнем со случая оконного преобразования Фурье. Перепишем (2.8.1б) в обозначениях p, q (импульс, координата), более принятых в квантовой механике, чем обозначения ω, t для плоскости частота–время, и введем весовую функцию $w(p, q)$:

$$W = \frac{1}{2\pi} \iint dp dq w(p, q) \langle \cdot, g^{p,q} \rangle g^{p,q}. \quad (2.8.2)$$

Если $w \notin L^\infty(\mathbb{R}^2)$, то W может быть неограниченным и, значит, не везде определенным. В качестве области определения W мы можем взять множество $\{f; \iint dp dq |w(p, q)|^2 |\langle f, g^{p,q} \rangle|^2 < \infty\}$, которое будет плотным при разумном выборе w и g .⁵ Приведем два полезных примера из квантовой механики: (1) выбор $w(p, q) = p^2$ приводит к $W = -\frac{d^2}{dx^2} + C_g \text{Id}$, где $C_g = \int d\xi \xi^2 |\widehat{g}(\xi)|^2$, (2) при выборе $w(p, q) = v(q)$ W является мультипликативным потенциальным оператором $(Wf)(x) = V_g(x)f(x)$, $V_g(x) = \int dq v(q) |g(x - q)|^2$. Читатели, знакомые с основами квантовой механики, заметят, что в обоих случаях оператор W достаточно хорошо соответствует «квантованной версии» функции на фазовом пространстве $w(p, q)$ (в системе, где $\hbar = 1$) с небольшим видоизменением: дополнительная константа C_g в первом случае, и подстановка $v * |g|^2$ вместо потенциальной функции v во втором случае. На самом деле обе формулы использовались Либом в [129] для доказатель-

ства того, что теория Томаса–Ферми, полуклассическая теория атомов и молекул, является «асимптотически» верной (при $Z \rightarrow \infty$, т.е. для очень тяжелых атомов). Это дает член главного порядка более сложной квантомеханической модели. В доказательстве Либя использовались вышеупомянутые примеры с тремя переменными (вместо одной): операторами, которые он в действительности хотел рассматривать, были, конечно, $-\Delta = -\partial_{x_1}^2 - \partial_{x_2}^2 - \partial_{x_3}^2$ и $V(x) = [x_1^2 + x_2^2 + x_3^2]^{-1/2}$, так что ему нужно было выбрать подходящую g и работать с дополнительной постоянной C_g и разностью между V и $V * |g|^2$ несколько другими методами. Заметим, что выбор функции $v(g)$ с интегрируемой особенностью (такой, как трехмерный потенциал Кулона) всегда приводит к V_g без особенностей: операторы вида (2.8.2) не могут представлять таких особенностей.

Существует много других приложений операторов вида (2.8.2). В чистой математике они иногда называются операторами Теплица, и по этому предмету написаны уже тома. В квантовой оптике они также называются «операторами типа P », и, опять же, существует обширная литература на сей предмет (см. Клаудер и Скагерстам [111]).⁶ Но вернемся снова к анализу сигнала и посмотрим, как формула (2.8.2) может быть использована для построения оператора частотно-временной локализации.

Пусть S — это некоторое измеримое подмножество $\mathbb{R}^2$. Вернемся снова к частотно-временным обозначениям и определим с помощью (2.8.2) оператор L_S , соответствующий характеристической функции S , $a(\omega, t) = 1$, если $(\omega, t) \in S$, 0, если $(\omega, t) \notin S$:

$$L_S = \frac{1}{2\pi} \iint_{(\omega, t) \in S} d\omega dt \langle \cdot, g^{\omega, t} \rangle g^{\omega, t}.$$

Из формулы обращения немедленно получаем

$$\langle L_S f, f \rangle = \frac{1}{2\pi} \iint_{(\omega, t) \in S} d\omega dt |\langle f, g^{\omega, t} \rangle|^2 \leq \frac{1}{2\pi} \iint d\omega dt |\langle f, g^{\omega, t} \rangle|^2 = \|f\|^2.$$

С другой стороны, очевидно, $\langle L_S f, f \rangle \geq 0$. Другими словами,

$$0 \leq L_S \leq \text{Id}.$$

Если S — ограниченное множество, то L_S — ядерный оператор (см. предварительные сведения), поскольку для любого ортонормированного базиса $(u_n)_{n \in \mathbb{N}}$ из $L^2(\mathbb{R})$,

$$\begin{aligned} \sum_n \langle L_S u_n, u_n \rangle &= \frac{1}{2\pi} \iint_{(\omega, t) \in S} d\omega dt \sum_n |\langle u_n, g^{\omega, t} \rangle|^2 = \\ &\quad (\text{порядок интегрирования и суммирования} \\ &\quad \text{можно менять по теореме Лебега}) \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint_{(\omega, t) \in S} d\omega dt \|g^{\omega, t}\|^2 = |S|, \end{aligned}$$

где $|S|$ обозначает меру S . Следовательно, существует полное множество собственных векторов L_S с собственными значениями, убывающими к нулю

$$\begin{aligned} L_S \varphi_n &= \lambda_n \varphi_n, \\ \lambda_n &\geq \lambda_{n+1} \geq 0, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n = 0, \\ \{\varphi_n; n \in \mathbb{N}\} &\text{ — ортонормированный базис в } L^2(\mathbb{R}). \end{aligned}$$

Такие операторы L_S имеют очень естественное толкование. Если оконная функция g достаточно хорошо локализована, сосредоточена возле нуля и по времени, и по частоте, то $\langle f, g^{\omega, t} \rangle g^{\omega, t}$ может рассматриваться как «элементарная компонента» f , локализованная на частотно-временной плоскости около (ω, t) . Суммируя все эти компоненты, получаем снова f . $L_S f$ — это сумма лишь тех компонент, для которых $(\omega, t) \in S$. Таким образом, $L_S f$ соответствует извлечению из f такой информации, которая имеет отношение к области S на частотно-временной плоскости, и построению из этой локализованной информации функции, которая «живет» только на S (или очень близко). Это составляет суть операторов с частотно-временной локализацией, рассмотренных в § 2.3! Теперь мы можем изучать L_S для множеств S , не обязательно являющихся прямоугольниками вида $[-\Omega, \Omega] \times [-T, T]$. (Заметим, однако, что даже для $S = [-\Omega, \Omega] \times [-T, T]$ наши операторы L_S отличны от $Q_T P_\Omega Q_T$, рассмотренных в § 2.3). К несчастью, для большинства случаев S и g собственные функции и собственные значения L_S трудно охарактеризовать, и такая конструкция является

ограничено пригодной. Однако есть один пример g и одно специальное семейство множеств S , для которых все становится прозрачным. Возьмем $g(x) = g_0(x) = \pi^{-1/4} \exp(-x^2/2)$ и $S_R = \{(\omega, t); \omega^2 + t^2 \leq R^2\}$. Обозначим соответствующий оператор локализации через L_R :

$$L_R = \frac{1}{2\pi} \iint_{\omega^2 + t^2 \leq R^2} d\omega dt \langle \cdot, g_0^{\omega, t} \rangle g_0^{\omega, t}.$$

Эти операторы перестановочны с гамильтонианом гармонического осциллятора $H = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2 - 1$ из § 2.7, что можно легко увидеть из следующих рассуждений. Поскольку

$$e^{-iHs} g_0^{\omega, t} = e^{i\alpha_s} g_0^{\omega_s, t_s},$$

где $\alpha_s = (\omega t - \omega_s t_s)/2 \in \mathbb{R}$, имеем

$$\langle e^{-iHs} f, g_0^{\omega, t} \rangle g_0^{\omega, t} = \langle f, e^{iHs} g_0^{\omega, t} \rangle g_0^{\omega, t} = e^{-i\alpha_s} \langle f, g_0^{\omega-s, t-s} \rangle g_0^{\omega, t},$$

откуда

$$L_R e^{-iHs} = \frac{1}{2\pi} \iint_{\omega^2 + t^2 \leq R^2} d\omega dt \langle \cdot, g_0^{\omega-s, t-s} \rangle e^{-i(\omega t - \omega_s t_s)/2} g_0^{\omega, t}.$$

Если мы подставим $\omega' = \omega - s$, $t' = t - s$, то легко проверить (используя явные выражения для α_s , ω_s , t_s , помещенные в конце § 2.7), что $g_0^{\omega, t} = g_0^{\omega', t'} = e^{-(\omega' t' - \omega t)/2} e^{-iHs} g_0^{\omega', t'}$. С другой стороны, область интегрирования инвариантна под действием преобразования $(\omega, t) \rightarrow (\omega', t')$ (потому что это преобразование является просто вращением в частотно-временном пространстве!), так что

$$L_R e^{-iHs} = \frac{1}{2\pi} \iint_{\omega^2 + t^2 \leq R^2} d\omega' dt' \langle \cdot, g_0^{\omega', t'} \rangle e^{-iHs} g_0^{\omega', t'} = e^{-iHs} L_R,$$

а L_R перестановочен с H , как и было заявлено. Следовательно, существует ортонормированный базис, в котором и L_R , и H диагональны (см. предварительные сведения). Но поскольку все собственные значения H невырождены, существует только один базис, диагонализующий H , а именно, функции Эрмита (см. § 2.7). Следовательно, функции

Эрмита φ_n являются собственными функциями L_R . Собственные значения L_R могут быть вычислены из соотношения

$$\langle \varphi_n, g_0^{\omega, t} \rangle = (n! 2^n)^{-1/2} (-i)^n (\omega + it)^n \exp \left[-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t \right].$$

(Существует много способов вычисления этого выражения. Один из них, с использованием гильбертова пространства Баргмана, объясняется в примечании 3 в конце этой главы). Тогда мы имеем

$$L_R \varphi_n = \lambda_n(R) \varphi_n,$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_n(R) &= \langle L_R \varphi_n, \varphi_n \rangle = \frac{1}{2\pi} \iint_{\omega^2 + t^2 \leq R^2} d\omega dt |\langle \varphi_n, g_0^{\omega, t} \rangle|^2 = \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\omega^2 + t^2 \leq R^2} d\omega dt \frac{1}{n! 2^n} (\omega^2 + t^2)^n \exp \left[-\frac{1}{2}(\omega^2 + t^2) \right] = \\ &= \int_0^R dr r \frac{1}{n! 2^n} r^{2n} \exp \left(-\frac{1}{2}r^2 \right) = \frac{1}{n!} \int_0^{R^2/2} ds s^n e^{-s}, \end{aligned}$$

которая является так называемой неполной Γ -функцией. По этой явной формуле для $\lambda_n(R)$ можно изучить ее поведение как функции от n и R . Здесь я лишь суммирую итоги (подробности можно найти в работе Добеши [52]). Рисунок 2.4 также изображает $\lambda_n(R)$ для трех различных значений R . Для каждого R функция $\lambda_n(R)$ монотонно убывает с ростом n . При малых n ее значения близки 1, при больших n — нулю. Пороговое значение, вблизи которого происходит «нырок», определяется, например, как $n_{\text{пор}} = \max\{n; \lambda_n \geq 1/2\}$ и равняется $n_{\text{пор}} \simeq R^2/2$. Заметим, что это опять $\pi R^2/2\pi$, т. е. площадь области частотно-временной локализации S_R , умноженная на частоту Найквиста, также, как и в § 2.3. Ширина области нырка больше, чем в § 2.3. Однако

$$\# \{n; 1 - \varepsilon \geq \lambda_n \geq \varepsilon\} \leq C_\varepsilon R$$

(если сравнивать с логарифмической шириной из (2.3.2)), но это пренебрежительно мало для больших R , если сравнивать с $n_{\text{пор}}$. Другое

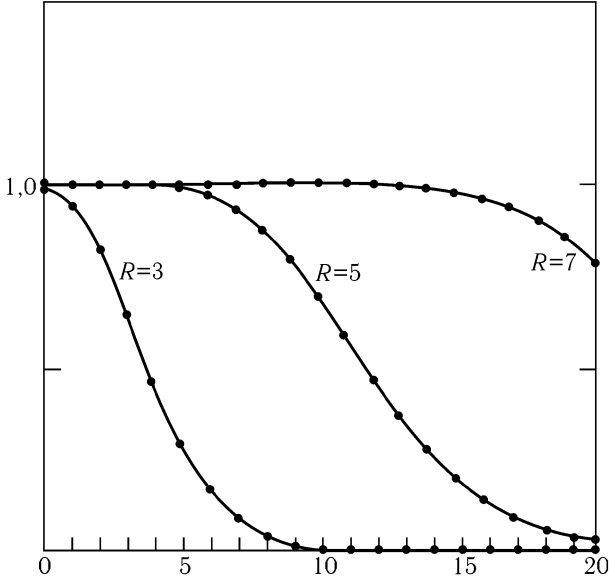


Рис. 2.4. Собственные значения $\lambda_n(R)$ для $R = 3, 5$ и 7

ощутимое отличие от § 2.3 состоит в том, что собственные функции φ_n в этом случае не зависят от размера области S_R (в отличие от волновых функций вытянутого сфероида): R -зависимость полностью сосредоточена в $\lambda_n(R)$.⁷

Примеры, сходные с вышеприведенным, существуют и для непрерывного вейвлет-преобразования. Снова подставим функцию $w(a, b)$, отличную от постоянной, в интеграл из (2.8.1a) и построим операторы W , отличные от тождественного оператора. Примером является $w(a, b) \sim a^2$ в трехмерном случае со сферически симметричной ψ (формула обращения дана формулой (2.6.2), т. е.

$$(Wf)(x) = C_\psi^{-1} \int_0^\infty \frac{da}{a^4} \int_{\mathbb{R}^3} db \frac{C_\psi}{\tilde{C}_\psi} a^2 (T^{\text{вейв}} f)(a, b) \psi^{a, b}(x), \quad (2.8.3)$$

где $\hat{\psi}(\xi) = \varphi(|\xi|)$ и $\tilde{C}_\psi = (2\pi)^3 \int_0^\infty ds s \varphi(s)$.

Поскольку для $g(x) = |x|^{-2}$ трехмерным преобразованием Фурье является $\widehat{g}(\xi) = \sqrt{2}/(\sqrt{\pi}|\xi|)$ (понимаемое в смысле распределений), легко проверяется, что Wf может записать так:

$$(Wf)(x) = \frac{1}{4\pi} \int dy \frac{1}{|x-y|} f(y), \quad (2.8.4)$$

так что $\langle Wf, g \rangle$ представляет кулоновскую потенциальную энергию взаимодействия двух зарядов с распределениями f и g . Эта формула использовалась, например, в работе Фефермана и де ла Лаве [79] о релятивистской устойчивости вещества. Заметим, что $\langle Wf, g \rangle$ становится «диагональным» в представлении (2.8.3) (почему, собственно, это и оказалось полезным для работы [79]). Заметим также, что это диагональное вейвлет-представление полностью учитывает особенности ядра в (2.8.4): нет «вырезания» особенностей, в отличие от оконного преобразования Фурье. Это имеет место вследствие того факта, что вейвлеты могут учитывать размер особенностей (предельный вариант высокочастотных особенностей с очень коротким временем существования!), в то время как оконные функции Фурье не могут (см. § 1.2 или § 2.9).⁸

Как и в случае оконного преобразования Фурье, мы можем ограничить интегрирование в (2.8.1a) подмножеством S из (a, b) -пространства, определив таким образом операторы L_S частотно-временной локализации. Они определены корректно для измеримых S , и $0 \leq L_S \leq 1$. Для компактных S , не содержащих точек с $a = 0$, L_S является ядерным оператором. В общем случае для S собственные функции и собственные значения снова трудно охарактеризовать, но, опять же, существуют такие ψ и S , для которых собственные функции и собственные значения L_S определяются явно. Их анализ аналогичен анализу, проведенному для случая оконного преобразования Фурье, но является несколько более замысловатым. Здесь мы лишь схематично обрисуем результат. Для полного описания следует обратиться к работе Пола [185] или Добеши и Пола [62]. Одним из вариантов таких ψ является $\widehat{\psi}(\xi) = 2\xi e^{-\xi}$ при $\xi \geq 0$, 0 при $\xi \leq 0$. Соответствующей формулой обращения, с которой мы и начнем (см. (2.4.9)), будет

$$C_{\psi}^{-1} \int_0^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db [\langle \cdot, \psi_+^{a,b} \rangle \psi_+^{a,b} + \langle \cdot, \psi_-^{a,b} \rangle \psi_-^{a,b}] = 1,$$

где $\psi_+ = \psi$, $\widehat{\psi}_-(\xi) = \widehat{\psi}(-\xi)$. Рассматриваемые нами операторы $L_C = L_{S_C}$ задаются с помощью формулы

$$L_C = C_\psi^{-1} \iint_{(a,b) \in S_C} \frac{da db}{a^2} [\langle \cdot, \psi_+^{a,b} \rangle \psi_+^{a,b} + \langle \cdot, \psi_-^{a,b} \rangle \psi_-^{a,b}],$$

где $S_C = \{(a, b) \in \mathbb{R}_+ \times \mathbb{R}; a^2 + b^2 + 1 \leq 2aC\}$ и $C \geq 1$. В представлении (a, b) -пространства как верхней комплексной полуплоскости ($z = b + ia$), S_C соответствуют кругам $|z - iC|^2 \leq C^2 - 1$. Роль гамильтониана гармонического осциллятора теперь играет оператор H , определенный по формуле

$$H(f)^\wedge(\xi) = \left[-\xi \frac{d^2}{d\xi^2} - \frac{d}{d\xi} + \xi + \frac{1}{\xi} \right] \widehat{f}(\xi).$$

Для такого H имеем

$$\exp(-iHt) \psi_+^{a,b} = e^{i\alpha_t(a,b)} \psi_+^{a(t),b(t)},$$

где

$$b(t) + ia(t) = z(t) = \frac{z \cos t + \sin t}{\cos t - z \sin t},$$

и $z = b + ia$. Легко проверить, что $z \rightarrow z(t)$ сохраняет все окружности $|z - iC|^2 = C^2 - 1$, что иллюстрирует рисунок 2.5. Следовательно, H и L_C перестановочны, значит, они диагонализуются одновременно.⁹ Собственные значения H имеют кратность 2. Для каждого собственного значения $E_n = 3 + 2n$ мы можем найти две собственные функции

$$(\psi_n^+)^\wedge(\xi) = \begin{cases} 2\sqrt{2}[(n+2)(n+1)]^{-1/2} \xi L_n^2(2\xi) e^{-\xi} & \text{для } \xi \geq 0, \\ 0 & \text{для } \xi \leq 0, \end{cases}$$

и $(\psi_n^-)^\wedge(\xi) = (\psi_n^+)^\wedge(-\xi)$. Здесь L_n^2 — полином Лагерра (2 — верхний индекс, а не степень), в общем случае задаваемый формулой

$$\begin{aligned} L_n^\alpha(x) &= \frac{1}{n!} e^x x^{-\alpha} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^{n+\alpha}) = \\ &= \sum_{m=0}^n (-1)^m \frac{\Gamma(n+\alpha+1)}{\Gamma(n-m+1)\Gamma(\alpha+m+1)} \frac{1}{m!} x^m. \end{aligned}$$

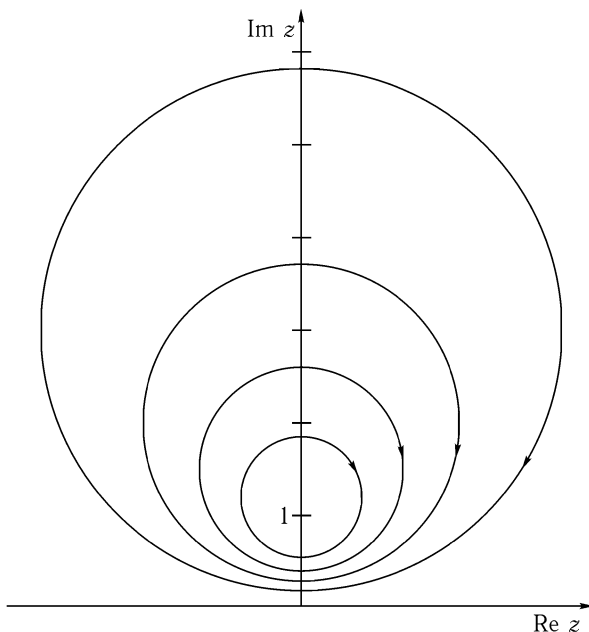


Рис. 2.5. Линии потока для $z(t) = \frac{z \cos t + \sin t}{\cos t - z \sin t}$

Поскольку операторы L_C перестановочны с операцией $(\Pi f)^\wedge(\xi) = \widehat{f}(-\xi)$, то ψ_n^+ , ψ_n^- будут собственными функциями и для L_C (вследствие вырожденности H , не каждая собственная функция H является собственной функцией L_C !). Соответствующие собственные значения L_C задаются с помощью

$$\lambda_n^+ = \lambda_n^- = (n+1) \left(1 - \frac{2}{C+1}\right)^{n+1} \left(\frac{2}{C+1} + \frac{1}{n+1}\right).$$

(Это означает, что L_C имеет *ту же* вырожденность, что и H , так что в этом случае каждая собственная функция H фактически является также и собственной функцией L_C). Таким образом, мы можем использовать $\psi_n^{\text{ч}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_n^+ + \psi_n^-)$ и $\psi_n^{\text{н}} = -\frac{i}{\sqrt{2}}(\psi_n^+ - \psi_n^-)$ в качестве собственных функций, которые имеют то преимущество, что они вещественные. Рисунок 2.6 показывает, как выглядят несколько первых $\psi_n^{\text{ч}}$, $\psi_n^{\text{н}}$

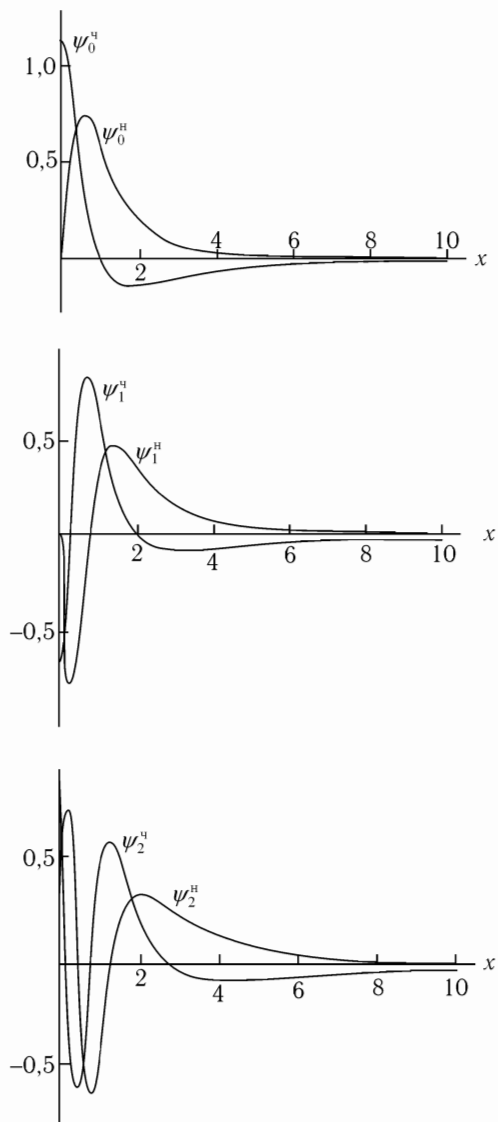


Рис. 2.6. Графики собственных функций ψ_n^q , ψ_n^H для $n = 0, 1$ и 2

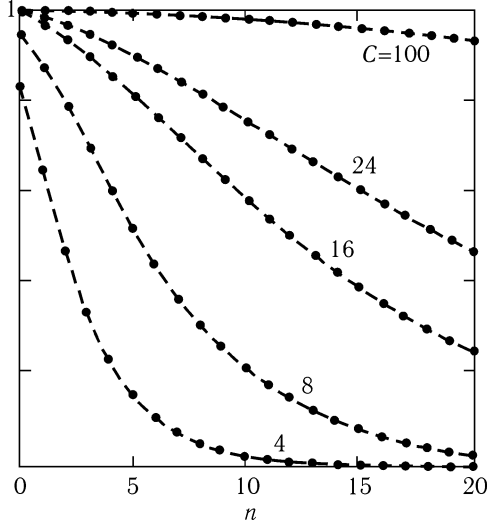


Рис. 2.7. Собственные значения $\lambda_n(C)$ для различных значений C

(ч — для четных, н — для нечетных). График $\lambda_n(C)$ для различных значений C приведен на рисунке 2.7. При достаточно больших C величины $\lambda_n(C)$ ведут себя так, как и подобает собственным значениям оператора частотно-временной локализации: они близки 1 для маленьких n , $\lambda_n(C) = 1 - \frac{4}{(C+1)^2}$, и убывают к 0 для больших, зависящих

от C , значений n . Более точно, для любой $\gamma \in (0, 1)$ значение n , при котором $\lambda_n(C)$ пересекает γ , равняется $n = \eta C + O(1)$ (C — большое) и $\eta(2 + \eta^{-1})(1 - 2C^{-1})^{\eta C} = \gamma$ или $2\eta - \ln(1 + 2\eta) = -\ln \gamma + O(C^{-1})$. Отсюда

$$\begin{aligned} \#\{\text{собственные функции; } \lambda_n(C) \geq \gamma\} &= \\ &= 2\#\{n; \lambda_n(C) \geq \gamma\} = 2C F^{-1}(-\ln \gamma) + O(1), \end{aligned}$$

где $F(t) = 2t - \ln(1 + 2t)$. В частности,

$$\#\{\text{собственные функции; } \lambda_n(C) \geq 1/2\} = 2C F^{-1}(\ln 2) + O(1). \quad (2.8.5)$$

Чтобы сравнить с плотностью Найквиста, нам нужно вначале найти площадь в пространстве время–частота, соответствующую L_C . Для этого

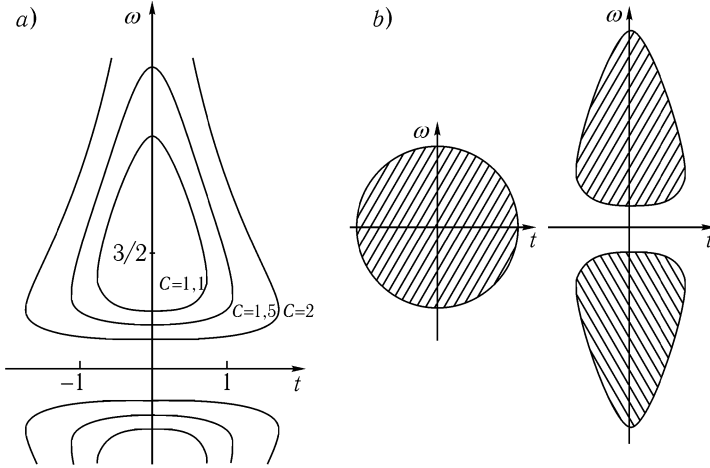


Рис. 2.8. (а) Множество $\tilde{S}_C = \left\{ (t, \omega); t^2 + \frac{g}{\omega^2} + 1 \leq \frac{3C}{|\omega|} \right\}$ для различных значений C . (б) Сравнение с множествами частотно-временной локализации для оконного преобразования Фурье (круг $S_R = \{(t, \omega); t^2 + \omega^2 \leq R^2\}$ слева) и вейвлет-преобразования (справа)

вернемся к $\psi_{\pm}^{a,b}$. Имеем

$$\int dx |\psi_{\pm}^{a,b}(x)|^2 = b, \quad \int d\xi |(\psi_{\pm}^{a,b})^{\wedge}(\xi)|^2 \xi = \pm \frac{3}{2a}.$$

Тогда $S_C = \{(a, b) \in \mathbb{R}_+ \times \mathbb{R}; a^2 + b^2 + 1 \leq 2aC\}$ соответствует частотно-временному множеству

$$\tilde{S}_C = \left\{ (\omega, t) \in \mathbb{R}^2; t^2 + \frac{9}{4\omega^2} + 1 \leq \frac{3C}{|\omega|} \right\}.$$

Это соответствует срезке как низкой, так и высокой частоты (см. рисунок 2.8 для сравнения этого множества частотно-временной локализации с кругами в случае оконного преобразования Фурье).¹⁰ Площадь $\tilde{S}_C$ равна $|\tilde{S}_C| = 6\pi(C - 1)$. В сочетании с (2.8.4) это дает

$$\begin{aligned} \frac{\#\{\text{собственные функции; } \lambda_n(C) \geq 1/2\}}{|\tilde{S}_C|} &= \\ &= \frac{1}{3\pi} F^{-1}(\ln 2) + O(C^{-1}) \simeq \frac{.646}{2\pi} + O(C^{-1}), \end{aligned}$$

что отличается от плотности Найквиста! Это противоречие возникает вследствие того, что ширина «области нырка» для $\lambda_n(C)$ пропорциональна C и, значит, $|\tilde{S}_C|$. В самом деле, для $\varepsilon > 0$ имеем

$$\begin{aligned} & \#\{\text{собственные функции; } \varepsilon \leq \lambda \leq 1 - \varepsilon\} = \\ &= \frac{1}{2\pi} |\tilde{S}_C| \left\{ \frac{2}{3} [F^{-1}(|\ln(1 - \varepsilon)|) - F^{-1}(|\ln \varepsilon|)] + O(|\tilde{S}_C|^{-1}) \right\}, \end{aligned}$$

что отличается от случая волновых функций вытянутого сфероида, где аналог выражения в круглых скобках стремится к нулю как $|S|^{-1} \log |S|$ при $|S| \rightarrow \infty$, и случая оконного преобразования Фурье, где он ведет себя как $|S|^{-1/2}$ при $|S| \rightarrow \infty$. Факт, что в данном случае ширина района нырка имеет тот же порядок, что и $|\tilde{S}_C|$, следует из неравномерной частотно-временной локализации $\psi_{\pm}^{a,b}$. Это указывает на то, что мы должны быть осторожными, используя интуицию, основанную на соображениях о времени–частоте–плотности, когда имеем дело с вейвлетами. К этому мы еще вернемся в главе 4.

2.9. Непрерывное вейвлет-преобразование как математический увеличитель: характеристика локальной регулярности

Этот пункт полностью позаимствован из работы Холшнайдера и Чамичана [97], в которой эта техника развивается, в частности, для изучения свойств локальной регулярности недифференцируемой функции Римана.

Теорема 2.9.1. *Предположим, что $\int dx (1 + |x|)|\psi(x)| < \infty$ и $\hat{\psi}(0) = 0$. Если ограниченная функция f непрерывна по Гёльдеру с показателем α , $0 \leq \alpha \leq 1$, т. е.*

$$|f(x) - f(y)| \leq C|x - y|^\alpha,$$

то ее вейвлет-преобразование удовлетворяет оценке

$$|T^{\text{вейс}}(a, b)| = |\langle f, \psi^{a,b} \rangle| \leq C'|a|^{\alpha+1/2}.$$

Доказательство.

Поскольку $\int dx \psi(x) = 0$, имеем

$$\langle \psi^{a,b}, f \rangle = \int dx |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) [f(x) - f(b)];$$

откуда

$$\begin{aligned} |\langle \psi^{a,b}, f \rangle| &\leq \int dx |a|^{-1/2} \left| \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| |C|x-b|^\alpha \leq \\ &\leq C|a|^{\alpha+1/2} \int dy |\psi(y)| |y|^\alpha \leq C'|a|^{\alpha+1/2}. \quad \blacksquare \end{aligned}$$

Следующее утверждение является обратной теоремой.

Теорема 2.9.2. *Предположим, что ψ имеет компактный носитель. Предположим также, что $f \in L^2(\mathbb{R})$ ограничена и непрерывна. Если для некоторого $\alpha \in]0, 1[$ вейвлет-преобразование функции f удовлетворяет оценке*

$$|\langle f, \psi^{a,b} \rangle| \leq C|a|^{\alpha+1/2}, \quad (2.9.1)$$

то f непрерывна по Гёльдеру с показателем α .

Доказательство.

1. Выберем непрерывно-дифференцируемую ψ_2 с компактным носителем, для которой $\int dx \psi_2(x) = 0$. Нормируем ψ_2 так, чтобы $C_\psi, \psi_2 = 1$. Тогда по предложению 2.4.2

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db \langle f, \psi^{a,b} \rangle \psi_2^{a,b}(x).$$

Разобьем интеграл по a на две части: $|a| \leq 1$ и $|a| \geq 1$ и назовем эти составляющие $f_{\text{мм}}(x)$ (мелкий масштаб) и $f_{\text{км}}(x)$ (крупный масштаб).

2. Прежде всего заметим, что $f_{\text{км}}$ ограничена равномерно по x :

$$\begin{aligned} |f_{\text{км}}(x)| &\leq \int_{|a| \geq 1} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |\psi_2^{a,b}(x)| \|f\|_{L^2} \|\psi\|_{L^2} \leq \\ &\leq C \int_{|a| \geq 1} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |a|^{-1/2} \left| \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| \leq \\ &\leq C \|\psi_2\|_{L^1} \int_{|a| \geq 1} da |a|^{-3/2} = C' < \infty. \quad (2.9.2) \end{aligned}$$

Далее, рассмотрим $|f_{\text{км}}(x+h) - f_{\text{км}}(x)|$ при $|h| \leq 1$:

$$\begin{aligned} |f_{\text{км}}(x+h) - f_{\text{км}}(x)| &\leq \int_{|a| \geq 1} \frac{da}{|a|^3} \int_{-\infty}^{\infty} db \int_{-\infty}^{\infty} dy |f(y)| \times \\ &\times \left| \psi\left(\frac{y-b}{a}\right) \right| \left| \psi_2\left(\frac{x+h-b}{a}\right) - \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right) \right|. \end{aligned} \quad (2.9.3)$$

Так как $|\psi_2(z+t) - \psi_2(z)| \leq C|t|$, а $\text{supp } \psi, \text{supp } \psi_2 \subset [-R, R]$ для некоторого $R < \infty$, продолжим далее оценку:

$$\begin{aligned} (2.9.3) &\leq C'|h| \int_{|a| \geq 1} da a^{-4} \int_{\substack{|x-b| \leq |a|R+1 \\ |y-b| \leq |a|R}} db \int dy |f(y)| \leq \\ &\leq C''|h| \int_{|a| \geq 1} da |a|^{-3} \int_{|y-x| \leq 2|a|R+1} dy |f(y)| \leq \\ &\leq C''|h| \|f\|_{L^2} \int_{|a| \geq 1} da |a|^{-3} (4|a|R+2)^{1/2} \leq C'''|h|. \end{aligned}$$

Это выполняется для всех $|h| \leq 1$. Отсюда, с использованием (2.9.2), делаем заключение, что $|f_{\text{км}}(x+h) - f_{\text{км}}(x)| \leq C|h|$ для всех h равномерно по x . Заметим, что мы даже не использовали (2.9.1) в этой оценке: $f_{\text{км}}$ везде регулярен.

3. Часть, соответствующая мелкому масштабу $f_{\text{мм}}$, также равномерно ограничена:

$$\begin{aligned} |f_{\text{мм}}(x)| &\leq C \int_{|a| \leq 1} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |a|^{\alpha+1/2} |a|^{-1/2} \left| \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| \leq \\ &\leq C \|\psi_2\|_{L^1} \int_{|a| \leq 1} da |a|^{-1+\alpha} = C' < \infty. \end{aligned}$$

4. Таким образом, нам снова нужно рассмотреть только $|f_{\text{мм}}(x+h) - f_{\text{мм}}(x)|$ для маленьких h , таких, что $|h| \leq 1$. Опять привлекая $|\psi_2(z+t) - \psi_2(z)| \leq C|t|$, мы имеем

$$\begin{aligned}
& |f_{\text{мм}}(x+h) - f_{\text{мм}}(x)| \leq \\
& \leq \int_{|a| \leq |h|} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |a|^{\alpha} \left(\left| \psi_2\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| + \left| \psi_2\left(\frac{x+h-b}{a}\right) \right| \right) + \\
& \quad + \int_{|h| \leq |a| \leq 1} \frac{da}{a^2} \int_{|x-b| \leq |a|R+|h|} db |a|^{\alpha} C \left| \frac{h}{a} \right| \leq \\
& \leq C' \left[\|\psi_2\|_{L^2} \int_{|a| \leq |h|} da |a|^{-1+\alpha} + |h| \int_{|h| \leq |a| \leq 1} da |a|^{-3+\alpha} (|a|R+|h|) \right] = C'' |h|^{\alpha}.
\end{aligned}$$

Отсюда следует, что f непрерывна по Гёльдеру с показателем α . ■

Теоремы 2.9.1 и 2.9.2 показывают, что непрерывность некоторой функции по Гёльдеру можно характеризовать убыванием по a абсолютной величины ее вейвлет-преобразования. (Исключением является $\alpha = 1$, когда мы не имеем полной эквивалентности.) Заметим, что для самой ψ мы не предполагаем никакой регулярности: помимо условия убывания ψ , мы привлекли только условие $\int dx \psi(x) = 0$. (Это условие явно не зафиксировано в теореме 2.9.2, тем не менее, ψ удовлетворяет ему. В противном случае оценка (2.9.1) не выполняется.) Дифференцируемость функции для высоких порядков и непрерывность по Гёльдеру корректно определенных производных высоких порядков может аналогично характеризоваться убыванием вейвлет-коэффициентов, если ψ имеет больше нулевых моментов: для характеристики $f \in C^n$ и производной $f^{(n)}$, непрерывной по Гёльдеру с показателем α , нам нужен вейвлет ψ такой, что $\int dx x^m \psi(x) = 0$ для $m = 0, 1, \dots, n$. Для каждого такого вейвлета мы имеем при $\alpha \in]0, 1[$

$$f \in C^n, \text{ все ее производные } f^{(m)}, m = 0, \dots, n \text{ ограничены}$$

и интегрируемы с квадратом, а $f^{(n)}$ непрерывна по Гёльдеру

с показателем α

$$\Longleftrightarrow$$

$$|\langle f, \psi^{a,b} \rangle| \leq C |a|^{n+1/2+\alpha} \text{ равномерно по } a.$$

И снова мы не требовали регулярности ψ .

Более всего удивляет в этих характеристиках то, что в них используется только абсолютное значение вейвлет-преобразования. Заметим, что заключение о регулярности f также можем вывести из убывания

по ω абсолютной величины ее оконного преобразования Фурье $T^{\text{ок}}(\omega, t)$, если оконная функция g выбрана достаточно гладкой. В большинстве случаев, однако, значение гёльдеровского показателя, вычисленное по $|T^{\text{ок}}(\omega, t)|$, не будет оптимальным. Для получения правильной характеристики следует также привлечь фазу $T^{\text{ок}}(\omega, t)$, например, через оценки типа оценок Литлвуда–Пэли (см. работу Фразьера, Яверта, Вайса [83]).

Вейвлет-преобразование можно также использовать для характеристики локальной регулярности. Эта информация не может быть извлечена из оконного преобразования Фурье, даже с привлечением сведений о фазе. Две следующие теоремы снова позаимствованы из работы Холшнайдера и Чамичана [97].

Теорема 2.9.3. *Предположим, что $\int dx (1 + |x|)|\psi(x)| < \infty$ и $\int dx \psi(x) = 0$. Если ограниченная функция f непрерывна по Гёльдеру в x_0 с показателем $\alpha \in]0, 1[$, т. е.*

$$|f(x_0 + h) - f(x_0)| \leq C|h|^\alpha,$$

то

$$|\langle f, \psi^{a, x_0+b} \rangle| \leq C|a|^{1/2}(|a|^\alpha + |b|^\alpha).$$

Доказательство.

После сдвига мы можем предполагать, что $x_0 = 0$. Так как $\int dx \psi(x) = 0$, мы опять имеем

$$\begin{aligned} |\langle f, \psi^{a,b} \rangle| &= \int dx |f(x) - f(0)| |a|^{-1/2} \left| \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| \leq \\ &\leq C \int dx |x|^\alpha |a|^{-1/2} \left| \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \right| \leq C|a|^{\alpha+1/2} \int dy \left| y + \frac{b}{a} \right|^\alpha |\psi(y)| \leq \\ &\leq C'|a|^{1/2}(|a|^\alpha + |b|^\alpha). \quad \blacksquare \end{aligned}$$

Теорема 2.9.4. *Предположим, что ψ имеет компактный носитель. Предположим также, что $f \in L^2(\mathbb{R})$ ограничена и непрерывна. Если для некоторого значения $\gamma > 0$ и $\alpha \in]0, 1[$*

$$|\langle f, \psi^{a,b} \rangle| \leq C|a|^{\gamma+1/2} \text{ равномерно по } b$$

и

$$|\langle f, \psi^{a, b+x_0} \rangle| \leq C|a|^{1/2} \left(|a|^\alpha + \frac{|b|^\alpha}{|\log |b||} \right),$$

то f непрерывна по Гёльдеру в x_0 с показателем α .

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Доказательство начинается так же, как и доказательство теоремы 2.9.2, три первых пункта которого повторяются без изменений с γ , исполняющей роль α в пункте 3.

2. Таким образом, мы должны только рассмотреть $|f_{\text{мм}}(x_0 + h) - f_{\text{мм}}(x_0)|$ при малых h . После сдвига мы можем предполагать, что $x_0 = 0$. Тогда

$$\begin{aligned}
 |f_{\text{мм}}(h) - f_{\text{мм}}(0)| &\leq \int_{|a| \leq |h|^{\alpha/\gamma}} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |a|^{\gamma} \left| \psi_2\left(\frac{h-b}{a}\right) \right| + \\
 &+ \int_{|h|^{\alpha/\gamma} \leq |a| \leq |h|} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db \left(|a|^{\alpha} + \frac{|b|^{\alpha}}{|\log|b||} \right) \left| \psi_2\left(\frac{h-b}{a}\right) \right| + \\
 &+ \int_{|a| \leq |h|} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db \left(|a|^{\alpha} + \frac{|b|^{\alpha}}{|\log|b||} \right) \left| \psi_2\left(-\frac{b}{a}\right) \right| + \\
 &+ \int_{|h| \leq |a| \leq 1} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db \left(|a|^{\alpha} + \frac{|b|^{\alpha}}{|\log|b||} \right) \left| \psi_2\left(\frac{h-b}{a}\right) - \psi_2\left(-\frac{b}{a}\right) \right|, \quad (2.9.4)
 \end{aligned}$$

где мы предположили, что $\alpha > \gamma$. (Если $\alpha \leq \gamma$, ситуация становится проще.) Обозначим четыре члена из правой части (2.9.4) через T_1 , T_2 , T_3 и T_4 .

$$3. T_1 \leq \int_{|a| \leq |h|^{\alpha/\gamma}} da |a|^{-1+\gamma} \|\psi_2\|_{L^1} \leq C|h|^{\alpha}.$$

4. Мы используем то, что $\text{supp } \psi_2 \subset [-R, R]$, чтобы получить оценку

$$\begin{aligned}
 T_2 &\leq \int_{|a| \leq |h|} da |a|^{-1+\alpha} \|\psi_2\|_{L^1} + \\
 &+ \int_{|h|^{\alpha/\gamma} \leq |a| \leq |h|} da |a|^{-1} \|\psi_2\|_{L^1} \frac{(|a|R + |h|)^{\alpha}}{|\log(|a|R + |h|)|} \leq \\
 &\leq C|h|^{\alpha} \left[1 + \frac{1}{|\log|h||} \int_{|h|^{\alpha/\gamma} \leq |a| \leq |h|} da |a|^{-1} \right] \leq C'|h|^{\alpha}.
 \end{aligned}$$

5. Аналогично для достаточно маленьких h выполняется неравенство

$$T_3 \leq \int_{|a| \leq h} da |a|^{-1+\alpha} \|\psi_2\|_{L_1} + \int_{|a| \leq |h|} da |a|^{-1} \|\psi_2\|_{L^2} \frac{(|a|R)^\alpha}{|\log |a|R|} \leq C|h|^\alpha.$$

6. Наконец,

$$T_4 \leq C|h| \int_{|h| \leq |a| \leq 1} da |a|^{-3} \left[|a|^\alpha + \frac{(|a|R + |h|)^\alpha}{|\log(|a|R + |h|)|} \right] (|a|R + |h|) \leq \\ \leq C'|h|[1 + |h|^{-1+\alpha} + |h|(1 + |h|^{-2+\alpha})] \leq C''|h|^\alpha. \blacksquare$$

Похожие теоремы могут быть доказаны для локальной регулярности высокого порядка. Эти теоремы оправдывают название «математический микроскоп», даруемое вейвлет-преобразованию в некоторых случаях. В [97] Холшнайдер и Чамичан использовали эти и другие результаты для изучения свойств дифференцируемости функции, определяемой рядом Фурье $\sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} \sin(n^2 \pi x)$, впервые изученной Риманом.

Примечания

1. Все такие пространства Бергмана в дальнейшем можно преобразовать с помощью (стандартного) конформного отображения в гильбертовы пространства аналитических функций на единичном круге.

2. В этом параграфе я, в основном, ссылаюсь на статьи Гроссмана, Морле и Пола [90], [91]. На самом деле, их результаты можно обобщить и на приводимые представления, если только они имеют циклический вектор (Гроссман, Пол, личное общение). Это полезно для многомерного случая, когда представления $(ax + b)$ -группы являются приводимыми и в то же время циклическими.

3. Оператор H_B , полученный «транспортировкой» H в гильбертово пространство Баргмана с помощью унитарного отображения $T^{\text{ок}}$, получается особенно простым:

$$T^{\text{ок}} H (T^{\text{ок}})^{-1} \left[\exp \left(-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t \right) \varphi(\omega + it) \right] = \\ = \exp \left(-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t \right) [2(\omega + it)\varphi'(\omega + it)],$$

или $(H_B \varphi)(z) = 2z\varphi'(z)$. Очевидно, что собственными функциями H_B являются мономы $u_n(z) = (2^n n!)^{-1/2} z^n$. Следующие рассуждения показывают, что на самом деле это функции из пространства Баргмана, соответствующие функциям Эрмита. Легко вычислить, что

$$\begin{aligned} T^{\text{ок}} A^* (T^{\text{ок}})^{-1} \left[\exp\left(-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t\right) \varphi(\omega + it) \right] = \\ = \exp\left(-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t\right) (-i)(\omega + it) \varphi(\omega + it), \end{aligned}$$

так что $\varphi_n = (2^n n!)^{-1/2} (A^*)^n g_0$ соответствует $(2^n n!)^{-1/2} (-i)^n z^n = (-i)^n u_n(z)$ в пространстве Баргмана. (Мы используем нормировку $\|\varphi\|_{\text{Барм}}^2 = \frac{1}{2\pi} \int dx \int dy e^{-(x^2+y^2)/2} |\varphi(x+iy)|^2$, так что сама g_0 соответствует 1, постоянной функции, в пространстве Баргмана.) В частности, это означает, что

$$\langle \varphi_n, g^{\omega, t} \rangle = \exp\left[-\frac{1}{4}(\omega^2 + t^2) - \frac{i}{2}\omega t\right] (-i)^n (2^n n!)^{-1/2} (\omega + it)^n.$$

4. Не каждая неограниченная функция приводит к неограниченному оператору. Некоторые ограниченные операторы могут быть представлены только таким образом, если используется неограниченная весовая функция. На самом деле, Клаудером [110] доказано, что даже некоторые ядерные операторы требуют распределений в качестве весовых функций.

5. Для вещественных функций w требуется, чтобы W был бы самосопряженным в этой области.

6. Другое приложение из квантовой механики приведено Добеши и Клаудером в [58], где показано, как написать (математически не определенный корректно) интеграл по траекториям для $\exp(-itH)$ как предел интегралов Винера (когда константа диффузии в диффузионном процессе стремится к ∞), при условии, что H имеет вид (2.8.2) с весовой функцией $w(p, q)$, которая не возрастает слишком быстро при $p, q \rightarrow \infty$. Аналогичная теорема может быть доказана для случая вейвлетов (Добеши, Клаудер, Пол [61]).

7. В точности те же самые рассуждения верны для операторов W вида (2.8.2), для которых $w(\omega, t)$ имеет вращательную симметрию, даже если это не характеристическая функция. Примером является $w(\omega, t) = \exp[-\alpha(\omega^2 + t^2)]$, для которой Гори и Гуаттари [85] впервые показали, что функции Эрмита являются собственными функциями (вне зависимости от α . Собственные значения, конечно, зависят от α !).

8. Это не совпадение, что Феферману и де ла Лаве пришлось использовать представление вида (2.8.3) для оператора (2.8.4): ведь формула Кальдерона ((2.4.4) эквивалентна ей) является частью инструментария, разработанного для изучения сингулярных интегральных операторов (задолго до вейвлетов!), и она хорошо приспособлена для рассмотрения сингулярного ядра в (2.8.4). В этом частном случае (2.8.4) имеет смысл даже для недопустимых ψ (C_ψ не участвует). В [79] в качестве ψ Феферман и де ла Лаве выбрали характеристическую функцию единичного шара (которая не является допустимой, так как имеет ненулевой интеграл).

9. Если мы произведем дополнительное преобразование, отобразив верхнюю полуплоскость $\{b + ia; a \geq 0\}$ на единичный круг (с помощью конформного отображения), то все станет более прозрачным: тогда $z \rightarrow z(t)$ соответствует простому вращению относительно центра круга, и H , также, как и его собственные функции, задается простыми выражениями (см. Пол [152] или Сейп [160]).

10. Существуют другие возможности выбора ψ , при которых этот анализ работает. При каждом выборе множество $\tilde{S}_C$ в пространстве время – частота, соответствующее S_C из (a, b) -пространства, приобретает различные формы. Вычисления и рисунок, иллюстрирующий это, можно найти в работе Добеши и Пола [62].

ГЛАВА 3

Дискретные вейвлет-преобразования: фреймы

В этой самой длинной главе книги мы обсудим различные аспекты неортогональных дискретных вейвлет-разложений, проводя некоторые параллели с оконным преобразованием Фурье. Термин «фреймы» (frames) из названия главы обозначает множества, вообще говоря, зависимых векторов. Они, тем не менее, могут быть использованы для написания явного разложения каждого вектора пространства. Мы обсудим фреймы для вейвлетов вместе с фреймами для оконного преобразования Фурье. В последнем случае этот подход можно рассматривать как «перенасыщенный» по отношению к частоте Найквиста в частотно-временном пространстве.

Большая часть материала этой главы взята из работы Добеши [54]. Очень хорошим обзором по фреймам (и непрерывным преобразованиям), содержащим несколько дополнительных оригинальных теорем, является работа Хейла и Волната [95].

3.1. Дискретизация вейвлет-преобразования

При определении вейвлет-преобразования мы рассматривали семейство

$$\psi^{a,b}(x) = |a|^{-1/2} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right),$$

где $b \in \mathbb{R}$, $a \in \mathbb{R}_+$, $a \neq 0$ и ψ — допустимая. Для удобства при дискретизации ограничимся только положительными значениями a , так что условием допустимости будет

$$C_\psi = \int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty.$$

(См. § 2.4.) Мы хотели бы ограничиться лишь дискретными значениями a и b . Дискретизация параметра сжатия выглядит естественно: мы выбираем $a = a_0^m$, где $m \in \mathbb{Z}$, и шаг сжатия $a_0 \neq 1$ фиксирован. Для удобства предположим, что $a_0 > 1$ (хотя это не имеет значения, поскольку мы берем и отрицательные, и положительные степени m). Для $m = 0$ естественно выглядит и дискретизация b , в качестве которой берутся кратные (положительные и отрицательные) одного фиксированного b_0 ($b_0 > 0$ фиксируем произвольно). При этом b_0 выбирается подходящим образом так, чтобы $\psi(x - nb_0)$ «покрывали» всю ось (в смысле, уточненном ниже). Для различных значений m ширина $a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m} x)$ в a_0^m раз больше ширины $\psi(x)$ (измеряемой, например, так: ширина $(f) = [\int dx x^2 |f(x)|^2]^{1/2}$, где предполагается, что $\int dx x |f(x)|^2 = 0$), так что выбор $b = nb_0 a_0^m$ гарантирует, что дискретизированные вейвлеты на уровне m «покрывают» ось так же, как это делают $\psi(x - nb_0)$. Итак, мы берем $a = a_0^m$, $b = nb_0 a_0^m$, где m, n пробегает $\mathbb{Z}$, $a_0 > 1$, $b_0 > 0$ — фиксированные, выбор a_0, b_0 , конечно, зависит от вейвлета ψ (см. ниже). Этот выбор соответствует семейству

$$\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi\left(\frac{x - nb_0 a_0^m}{a_0^m}\right) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m} x - nb_0). \quad (3.1.1)$$

Теперь мы можем задать два вопроса:

(1) В полной ли мере дискретные вейвлет-коэффициенты $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ характеризуют f ? Или, строже говоря, можем ли мы восстановить f численно устойчивым способом, зная $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$?

(2) Может ли любая функция f быть записана в виде суперпозиции «элементарных строительных блоков» $\psi_{m,n}$?¹ Можем ли мы написать простой алгоритм нахождения коэффициентов такой суперпозиции?

На самом деле эти вопросы являются двумя сторонами одной проблемы. Ниже мы увидим, что при разумном выборе ψ и подходящих a_0, b_0 существуют такие $\widetilde{\psi_{m,n}}$, что ответ на вопрос о восстановлении будет прост:

$$f = \sum_{m,n} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \widetilde{\psi_{m,n}}.$$

Следовательно, для любой $g \in L^2(\mathbb{R})$

$$\langle g, f \rangle = \overline{\langle f, g \rangle} = \left(\sum_{m,n} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \langle \widetilde{\psi_{m,n}}, g \rangle \right)^* = \sum_{m,n} \langle g, \widetilde{\psi_{m,n}} \rangle \langle \psi_{m,n}, f \rangle,$$

или $g = \sum_{m,n} \langle \widetilde{\psi_{m,n}}, g \rangle \psi_{m,n}$, по крайней мере в слабом смысле. Это можно использовать как рецепт для вычисления коэффициентов в суперпозиции $\psi_{m,n}$, приводящей к g . Здесь мы в основном сосредоточимся на первом множестве вопросов. Более подробно двойственность между (1) и (2) обсуждается Грошенигом в [86].

В случае непрерывного вейвлет-преобразования немедленным ответом на оба вопроса является формула обращения, по крайней мере, если ψ — допустимая. В теперешнем дискретном случае аналога такой формулы нет,² так что мы должны приступить к решению этой проблемы другим методом. Интересно также знать, существует ли «дискретное условие допустимости» и как оно выглядит. Для начала придадим некоторое математическое содержание вопросам из (1). Ограничимся, в основном, функциями $f \in L^2(\mathbb{R})$, хотя дискретные семейства вейвлетов, подобно своим двоюродным родственникам с непрерывными параметрами, могут быть использованы также и во многих других функциональных пространствах. Функции могут «характеризоваться» с помощью своих «вейвлет-коэффициентов» $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$, если верно то, что выполнение

$$\langle f_1, \psi_{m,n} \rangle = \langle f_2, \psi_{m,n} \rangle \quad \text{для всех } m, n \in \mathbb{Z} \quad \text{влечет} \quad f_1 \equiv f_2,$$

или, эквивалентно, если

$$\langle f, \psi_{m,n} \rangle = 0 \quad \text{для всех } m, n \in \mathbb{Z} \Rightarrow f = 0.$$

Но мы хотим большего, чем характеризуемость: мы хотим иметь возможность восстановить f численно устойчивым образом по $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$. Для существования такого алгоритма мы должны быть уверены в том, что если последовательность $(\langle f_1, \psi_{m,n} \rangle)_{m,n \in \mathbb{Z}}$ близка $(\langle f_2, \psi_{m,n} \rangle)_{m,n \in \mathbb{Z}}$, то с необходимостью f_1 и f_2 также «близки». Чтобы уточнить это, нам понадобятся топологии для пространства функций и пространства последовательностей. Для $L^2(\mathbb{R})$ у нас уже имеется топология гильбертова пространства, для пространства последовательностей мы выберем некоторую аналогичную l^2 -топологию, в которой расстояние между последовательностями $c^1 = (c_{m,n}^1)_{m,n \in \mathbb{Z}}$ и $c^2 = (c_{m,n}^2)_{m,n \in \mathbb{Z}}$ измеряется так по формуле

$$\|c^1 - c^2\|^2 = \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |c_{m,n}^1 - c_{m,n}^2|^2.$$

Этим неявно предполагается, что последовательности $(\langle f, \psi_{m,n} \rangle)_{m,n \in \mathbb{Z}}$ сами принадлежат $l^2(\mathbb{Z}^2)$, т. е. что $\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 < \infty$ для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$.

На практике с этим не возникает проблем. Как будет видно ниже, любой разумный вейвлет (для ψ это означает некоторое убывание по времени и частоте и выполнение равенства $\int dx \psi(x) = 0$) с любыми $a_0 > 1$, $b_0 > 0$ приводит к оценке

$$\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \|f\|^2. \quad (3.1.2)$$

Предположим (не уточняя пока, какие ограничения накладываются на $\psi_{m,n}$, к этому мы вернемся позже), что (3.1.2) выполнено. С $l^2(\mathbb{Z}^2)$ -интерпретацией «близости» требование устойчивости означает, что если $\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2$ мало, то $\|f\|^2$ также должна быть малой.

В частности, должно существовать $\alpha < \infty$ такое, что $\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq 1$ влечет $\|f\|^2 \leq \alpha$. Теперь возьмем произвольную $f \in L^2(\mathbb{R})$ и определим $\tilde{f} = [\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2]^{-1/2} f$. Ясно, что $\sum_{m,n} |\langle \tilde{f}, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq 1$, откуда $\|\tilde{f}\|^2 \leq \alpha$. Но это означает, что

$$\left[\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \right]^{-1} \|f\|^2 \leq \alpha$$

или

$$A \|f\|^2 \leq \sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \quad (3.1.3)$$

для некоторого $A = \alpha^{-1} > 0$. С другой стороны, если (3.1.3) выполняется для всех f , то расстояние $\|f_1 - f_2\|$ не может быть как угодно большим, если величина $\sum_{m,n} |\langle f_1, \psi_{m,n} \rangle - \langle f_2, \psi_{m,n} \rangle|^2$ мала. Следовательно,

(3.1.3) эквивалентно условию устойчивости. Сочетая (3.1.3) и (3.1.2), мы получаем, что должны существовать такие $A > 0$, $B < \infty$, что

$$A \|f\|^2 \leq \sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \|f\|^2 \quad (3.1.4)$$

для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$. Другими словами, $\{\psi_{m,n}; m, n \in \mathbb{Z}\}$ образуют *фрейм*. Обзор этого понятия мы сделаем в следующем пункте. Связь

между фреймами и численно устойчивым восстановлением по дискретным вейвлетам была впервые замечена Гроссманом (1985, личное общение).

3.2. Общие сведения о фреймах

Фреймы были введены Даффином и Шаффером [71] в контексте негармонических рядов Фурье (т. е. разложений функций из $L^2([0, 1])$ по комплексным экспонентам $\exp(i\lambda_n x)$, где $\lambda_n \neq 2\pi n$). Они также фигурировали у Юнга [188]. Приведем их определение и некоторые свойства.

Определение. Семейство функций $(\varphi_j)_{j \in J}$ из гильбертова пространства $\mathcal{H}$ называется фреймом, если существуют такие $A > 0$, $B < \infty$, что для всех f из $\mathcal{H}$ верны оценки

$$A\|f\|^2 \leq \sum_{j \in J} |\langle f, \varphi_j \rangle|^2 \leq B\|f\|^2. \quad (3.2.1)$$

Назовем A и B границами фрейма.

Если границы фрейма равны, $A = B$, то я буду называть фрейм *жестким фреймом*. В жестком фрейме мы имеем для всех $f \in \mathcal{H}$

$$\sum_{j \in J} |\langle f, \varphi_j \rangle|^2 = A\|f\|^2,$$

что с привлечением тождества поляризации дает³

$$A\langle f, g \rangle = \sum_j \langle f, \varphi_j \rangle \langle \varphi_j, g \rangle$$

или

$$f = A^{-1} \sum_j \langle f, \varphi_j \rangle \varphi_j, \quad (3.2.2)$$

по крайней мере в слабом смысле. Формула (3.2.2) весьма напоминает разложение f по ортонормированному базису, но важно осознать, что фреймы, даже жесткие фреймы, *не* являются ортонормированными базисами, что может быть проиллюстрировано следующим конечномерным примером.

ПРИМЕР. Возьмем $\mathcal{H} = \mathbb{C}^2$, $e_1 = (0, 1)$, $e_2 = \left(-\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right)$, $e_3 = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right)$. (См. рис. 3.1.) Для любого $v = (v_1, v_2)$ из $\mathcal{H}$ имеем

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 |\langle v, e_j \rangle|^2 &= |v_2|^2 + \left| -\frac{\sqrt{3}}{2}v_1 - \frac{1}{2}v_2 \right|^2 + \left| \frac{\sqrt{3}}{2}v_1 - \frac{1}{2}v_2 \right|^2 = \\ &= \frac{3}{2} [|v_1|^2 + |v_2|^2] = \frac{3}{2} \|v\|^2. \end{aligned}$$

Следовательно, $\{e_1, e_2, e_3\}$ — жесткий фрейм, который определенно не является ортонормированным базисом: три вектора e_1, e_2, e_3 , очевидно, линейно зависимы. $\square$

Заметим, что в этом примере граница фрейма $A = \frac{3}{2}$ дает «отношение избыточности» (три вектора в двумерном пространстве). Если отношение избыточности, измеренное с помощью A , равняется 1, то жесткий фрейм становится ортонормированным базисом.*

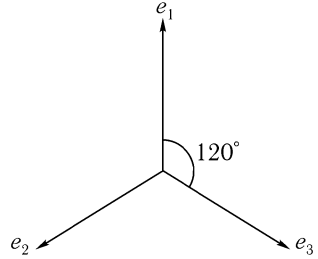


Рис. 3.1. Эти три вектора в $\mathbb{C}^2$ образуют жесткий фрейм

Предложение 3.2.1. Если $(\varphi_j)_{j \in J}$ — жесткий фрейм с границей $A=1$ и если $\|\varphi_j\| = 1$ для всех $j \in J$, то φ_j образуют ортонормированный базис.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

Поскольку из условия $\langle f, \varphi_j \rangle = 0$ для всех $j \in J$ следует утверждение $f = 0$, то $\mathcal{H}$ натянуто на φ_j . Осталось проверить их ортонормированность. Для любого $j \in J$ имеем

$$\|\varphi_j\|^2 = \sum_{j' \in J} |\langle \varphi_j, \varphi_{j'} \rangle|^2 = \|\varphi_j\|^4 + \sum_{\substack{j' \neq j \\ j' \in J}} |\langle \varphi_j, \varphi_{j'} \rangle|^2.$$

Поскольку $\|\varphi_j\| = 1$, то $\langle \varphi_j, \varphi_{j'} \rangle = 0$ для всех $j' \neq j$. $\blacksquare$

* Данное высказывание справедливо лишь для жестких фреймов, все элементы которых имеют единичную норму. Ясно, что после подходящей перенормировки любой жесткий фрейм имеет $A = 1$. — Прим. ред.

Формула (3.2.2) дает тривиальный способ восстановления f по $\langle f, \varphi_j \rangle$, если фрейм — жесткий. Вернемся к общему случаю фреймов и посмотрим, как там обстоят дела. Для начала введем *фреймовый оператор*.

Определение. Если $(\varphi_j)_{j \in J}$ — фрейм в $\mathcal{H}$, то фреймовым оператором F будет линейный оператор из $\mathcal{H}$ в $l^2(J) = \{c = (c_j)_{j \in J}; \|c\|^2 = \sum_{j \in J} |c_j|^2 < \infty\}$, определенный по формуле

$$(Ff)_j = \langle f, \varphi_j \rangle.$$

Из (3.2.1) следует, что $\|Ff\|^2 \leq B\|f\|^2$, т.е. F — ограниченный. Легко вычислить F^* , сопряженный к нему:

$$\langle F^*c, f \rangle = \langle c, Ff \rangle = \sum_{j \in J} c_j \overline{\langle f, \varphi_j \rangle} = \sum_{j \in J} c_j \langle \varphi_j, f \rangle,$$

так что

$$F^*c = \sum_{j \in J} c_j \varphi_j, \quad (3.2.3)$$

по крайней мере в слабом смысле. (На самом деле ряд в (3.2.3) сходится по норме.⁴⁾ Так как $\|F^*\| = \|F\|$, имеем

$$\|F^*c\| \leq B^{1/2}\|c\|.$$

Из определения F вытекает

$$\sum_{j \in J} |\langle f, \varphi_j \rangle|^2 = \|Ff\|^2 = \langle F^*Ff, f \rangle.$$

В терминах F условие (3.2.1) может быть переписано таким образом:

$$A \text{Id} \leq F^*F \leq B \text{Id}. \quad (3.2.4)$$

В частности, это дает обратимость F^*F согласно следующей элементарной лемме.

Лемма 3.2.2. Если положительный ограниченный линейный оператор S на $\mathcal{H}$ ограничен снизу строго положительной константой α , то S обратим, и обратный к нему S^{-1} ограничен величиной α^{-1} .

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. $\text{Ran}(S) = \{f \in \mathcal{H}; f = Sg \text{ для некоторой } g \in \mathcal{H}\}$ — замкнутое подпространство $\mathcal{H}$. Это означает, что любая последовательность Коши из $\text{Ran}(S)$ имеет предел в $\text{Ran}(S)$. Проверим, что

$$f_n \in \text{Ran}(S) \quad \text{и} \quad \|f_n - f_m\| \rightarrow 0, \quad \text{если} \quad n, m \rightarrow \infty.$$

Тогда $f_n = Sg_n$ и $\|g_n - g_m\|^2 \leq \alpha^{-1} \langle S(g_n - g_m), g_n - g_m \rangle \leq \alpha^{-1} \|S(g_n - g_m)\| \|g_n - g_m\|$, где мы использовали $\alpha \langle h, h \rangle \leq \langle Sh, h \rangle$ в первом неравенстве. Но тогда $\|g_n - g_m\| \leq \alpha^{-1} \|f_n - f_m\|$, и g_n с необходимостью образуют последовательность Коши в $\mathcal{H}$. Эта последовательность Коши с необходимостью имеет предел g из $\mathcal{H}$. Ввиду непрерывности S , мы тривиально имеем $Sg = \lim_{n \rightarrow \infty} Sg_n = \lim_{n \rightarrow \infty} f_n$, тогда $\lim_{n \rightarrow \infty} f_n \in \text{Ran}(S)$.

2. Ортогональное дополнение $\text{Ran}(S)$ — это $\{0\}$. В самом деле, если $\langle f, Sg \rangle = 0$ для всех $g \in \mathcal{H}$, тогда, в частности, $\langle f, Sf \rangle = 0$, что ввиду $\alpha \|f\|^2 \leq \langle Sf, f \rangle$ дает $\|f\| = 0$, откуда $f = 0$. Это вместе с пунктом 1 дает $\text{Ran}(S) = \mathcal{H}$. Следовательно, S — обратим: любая $f \in \mathcal{H}$ может быть записана как $f = Sg$. Определим $S^{-1}f = g$. Тогда

$$\alpha \|S^{-1}f\|^2 \leq \langle SS^{-1}f, S^{-1}f \rangle = \langle f, S^{-1}f \rangle \leq \|f\| \|S^{-1}f\|;$$

откуда $\|S^{-1}f\| \leq \alpha^{-1} \|f\|$, что и требовалось доказать. ■

Таким образом, имеем $\|(F^*F)^{-1}\| \leq A^{-1}$. Читатель может проверить, что на самом деле

$$B^{-1} \text{Id} \leq (F^*F)^{-1} \leq A^{-1} \text{Id}. \quad (3.2.5)$$

Действуя оператором $(F^*F)^{-1}$ на векторы φ_j , получаем новое интересное семейство векторов, обозначенных через $\tilde{\varphi}_j$,

$$\tilde{\varphi}_j = (F^*F)^{-1} \varphi_j.$$

Семейство $(\tilde{\varphi}_j)_{j \in J}$ также оказывается фреймом.

Предложение 3.2.3. $(\tilde{\varphi}_j)_{j \in J}$ образует фрейм с постоянными фрейма B^{-1} и A^{-1} :

$$B^{-1} \|f\|^2 \leq \sum_{j \in J} |\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle|^2 \leq A^{-1} \|f\|^2. \quad (3.2.6)$$

Соответствующий фреймовый оператор $\tilde{F}: \mathcal{H} \rightarrow l^2(J)$, $(\tilde{F}f)_j = \langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle$, удовлетворяет соотношениям $\tilde{F} = F(F^*F)^{-1}$, $\tilde{F}^*\tilde{F} = (F^*F)^{-1}$, $\tilde{F}^*F = \text{Id} = F^*\tilde{F}$, и $\tilde{F}\tilde{F}^* = F\tilde{F}^*$ является оператором ортогонального проектирования из $l^2(J)$ на $\text{Ran}(F) = \text{Ran}(\tilde{F})$.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. В качестве упражнения читателю предлагается получить, что если ограниченный оператор S имеет ограниченный обратный S^{-1} и $S^* = S$, то $(S^{-1})^* = S^{-1}$. Следовательно,

$$\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle = \langle f, (F^*F)^{-1}\varphi_j \rangle = \langle (F^*F)^{-1}f, \varphi_j \rangle;$$

откуда

$$\begin{aligned} \sum_{j \in J} |\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle|^2 &= \sum_{j \in J} |\langle (F^*F)^{-1}f, \varphi_j \rangle|^2 = \|F(F^*F)^{-1}f\|^2 = \\ &= \langle (F^*F)^{-1}f, F^*F(F^*F)^{-1}f \rangle = \langle (F^*F)^{-1}f, f \rangle. \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

Ввиду (3.2.5), получаем (3.2.6); $\tilde{\varphi}_j$ образуют фрейм. Более того, из (3.2.7) получаем, что фреймовый оператор $\tilde{F}$ удовлетворяет соотношению $\tilde{F}^*\tilde{F} = (F^*F)^{-1}$.

2. $(F(F^*F)^{-1}f)_j = \langle (F^*F)^{-1}f, \varphi_j \rangle = \langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle = (\tilde{F}f)_j$, $\tilde{F}^*F = [F(F^*F)^{-1}]^*F = (F^*F)^{-1}F^*F = \text{Id}$, $F^*\tilde{F} = F^*F(F^*F)^{-1} = \text{Id}$.

3. Так как $\tilde{F} = F(F^*F)^{-1}$, то $\text{Ran}(\tilde{F}) \subset \text{Ran}(F)$. Мы также имеем $F = \tilde{F}(F^*F)$, откуда $\text{Ran}(F) \subset \text{Ran}(\tilde{F})$. Следовательно, $\text{Ran}(F) = \text{Ran}(\tilde{F})$. Пусть P будет оператором ортогонального проектирования на $\text{Ran}(F)$. Мы хотим доказать, что $\tilde{F}F^* = P$, а это эквивалентно утверждениям $\tilde{F}F^*(Ff) = Ff$ (т.е. $\tilde{F}F^*$ не изменяет элементы из $\text{Ran}(F)$) и $\tilde{F}F^*c = 0$ для всех c , ортогональных $\text{Ran}(F)$. Оба утверждения легко проверить:

$$\tilde{F}F^*Ff = F(F^*F)^{-1}F^*Ff = Ff$$

и

$$c \perp \text{Ran}(F) \Rightarrow \langle c, Ff \rangle = 0 \quad \text{для всех} \quad f \in \mathcal{H} \Rightarrow F^*c = 0 \Rightarrow \tilde{F}F^*c = 0. \quad \blacksquare$$

Назовем $(\tilde{\varphi}_j)_{j \in J}$ *фреймом*, двойственным к $(\varphi_j)_{j \in J}$. Легко проверить, что фреймом, двойственным к $(\tilde{\varphi}_j)_{j \in J}$, снова будет $(\varphi_j)_{j \in J}$. Мы можем записать некоторые утверждения из предложения 3.2.3 в несколько менее абстрактной форме. Утверждение $\tilde{F}^*F = \text{Id} = F^*\tilde{F}$ означает, что

$$\sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \tilde{\varphi}_j = f = \sum_{j \in J} \langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle \varphi_j. \quad (3.2.8)$$

Так, мы имеем формулу для восстановления f по $\langle f, \varphi_j \rangle$! В то же время мы получили средство для представления f в виде суперпозиции φ_j . Это доказывает, что два множества вопросов из § 3.1 на самом деле «двойственны». Нам остается лишь вычислить $\tilde{\varphi}_j = (F^*F)^{-1} \varphi_j$, чтобы применить (3.2.8), имея заданный фрейм $(\varphi_j)_{j \in J}$. В скором времени мы вернемся к этому. Для начала обратимся к вопросу, который часто возникает в этом месте: удивляет, что фреймы, даже жесткие, в общем случае не являются (ортонормированными) базисами, поскольку обычно φ_j не являются линейно независимыми. Это означает, что для заданной f существует много различных суперпозиций φ_j , каждая из которых сходится к f . Что же ставит в особый ряд формулу из второй части (3.2.8)? Следующий простой пример дает намек на то, каким может быть ответ.

ПРИМЕР. Вновь рассмотрим простой пример с рисунком 3.1. Для любого $v \in \mathbb{C}^2$ мы имели

$$v = \frac{2}{3} \sum_{j=1}^3 \langle v, e_j \rangle e_j. \quad (3.2.9)$$

Так как $\sum_{j=1}^3 e_j = 0$ в этом примере, то следующие формулы также верны:

$$v = \frac{2}{3} \sum_{j=1}^3 [\langle v, e_j \rangle + \alpha] e_j, \quad (3.2.10)$$

где α — произвольная постоянная из $\mathbb{C}$. (В этом конкретном случае можно доказать, что (3.2.10) дает все возможные суперпозиции, справедливые для произвольной v .) В каком-то смысле (3.2.9) выглядит более «экономичной», чем (3.2.10), если $\alpha \neq 0$. Это интуитивное утверждение можно сделать более точным следующим образом:

$$\sum_{j=1}^3 |\langle v, e_j \rangle|^2 = \frac{3}{2} \|v\|^2,$$

тогда как

$$\sum_{j=1}^3 |\langle v, e_j \rangle + \alpha|^2 = \frac{3}{2} \|v\|^2 + 3|\alpha|^2 > \frac{3}{2} \|v\|^2, \quad \text{если } \alpha \neq 0. \quad \square$$

Аналогично, $\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle$ — наиболее «экономичные» коэффициенты в разложении f по φ_j .

Предложение 3.2.4. Если $f = \sum_{j \in J} c_j \varphi_j$ для некоторой $c = (c_j)_{j \in J} \in l^2(J)$ и если не все c_j равны $\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle$, то $\sum_{j \in J} |c_j|^2 > \sum_{j \in J} |\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle|^2$.

Доказательство.

1. Утверждение $f = \sum_{j \in J} c_j \varphi_j$ эквивалентно $f = F^*c$.

2. Запишем $c = a + b$, где $a \in \text{Ran}(F) = \text{Ran}(\tilde{F})$ и $b \perp \text{Ran}(F)$. В частности, $a \perp b$, тогда $\|c\|^2 = \|a\|^2 + \|b\|^2$.

3. Поскольку $a \in \text{Ran}(\tilde{F})$, существует такая $g \in \mathcal{H}$, что $a = \tilde{F}g$ или $c = \tilde{F}g + b$. Отсюда $f = F^*c = F^*\tilde{F}g + F^*b$. Но $b \perp \text{Ran}(F)$, так что $F^*b = 0$ и $F^*\tilde{F} = \text{Id}$. Следовательно, $f = g$, откуда $c = \tilde{F}f + b$ и

$$\sum_{j \in J} |c_j|^2 = \|c\|^2 = \|\tilde{F}f\|^2 + \|b\|^2 = \sum_{j \in J} |\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle|^2 + \|b\|^2,$$

что строго больше, чем $\sum_{j \in J} |\langle f, \tilde{\varphi}_j \rangle|^2$, если только не выполнено $b = 0$ и $c = \tilde{F}f$. ■

Это предложение также может быть использовано с тем, чтобы увидеть, что $\tilde{\varphi}_j$ играют особую роль в первой половине формулы (3.2.8). Обычно здесь мы имеем неединственность: может существовать много других семейств $(u_j)_{j \in J}$ таких, что $f = \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle u_j$. В нашем двумерном примере, рассмотренном ранее, эти семейства задаются так: $u_j = \frac{2}{3} e_j + a$, где a — произвольный вектор из $\mathbb{C}^2$. Поскольку $\sum_{j=1}^3 e_j = 0$, мы, очевидно, имеем

$$\sum_{j=1}^3 \langle v, e_j \rangle u_j = \frac{2}{3} \sum_{j=1}^3 \langle v, e_j \rangle e_j + \left[\sum_{j=1}^3 \langle v, e_j \rangle \right] a = v.$$

Опять, однако, эти u_j «менее экономичны», чем $\tilde{e}_j$ в том смысле, что для любой v , $\langle v, a \rangle \neq 0$,

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 |\langle v, u_j \rangle|^2 &= \sum_{j=1}^3 |\langle v, \tilde{e}_j \rangle|^2 + 3|\langle v, a \rangle|^2 = \\ &= \frac{2}{3} \|v\|^2 + 3|\langle v, a \rangle|^2 > \frac{2}{3} \|v\|^2 = \sum_{j=1}^3 |\langle v, \tilde{e}_j \rangle|^2. \end{aligned}$$

Подобное неравенство выполняется для каждого фрейма: если $f = \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle u_j$, то $\sum_{j \in J} |\langle u_j, g \rangle|^2 \geq \sum_{j \in J} |\langle \tilde{\varphi}_j, g \rangle|^2$ для всех $g \in \mathcal{H}$, как следует из предложения 3.2.4.

Вернемся к вопросам восстановления. Если мы знаем $\tilde{\varphi}_j = (F^*F)^{-1} \varphi_j$, то (3.2.8) позволяет восстановить f по $\langle f, \varphi_j \rangle$. Значит, нам нужно только вычислить $\tilde{\varphi}_j$, для чего необходимо знать оператор, обратный к F^*F . Если B и A близки, т.е. $r = B/A - 1 \ll 1$, то (3.2.4) говорит, что F^*F «близок» $\frac{A+B}{2} \text{Id}$, тогда $(F^*F)^{-1}$ «близок» $\frac{2}{A+B} \text{Id}$ и $\tilde{\varphi}_j$ «близки» $\frac{2}{A+B} \varphi_j$. Более того,

$$f = \frac{2}{A+B} \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \varphi_j + Rf, \quad (3.2.11)$$

где $R = \text{Id} - \frac{2}{A+B} F^*F$, откуда $-\frac{B-A}{B+A} \text{Id} \leq R \leq \frac{B-A}{B+A} \text{Id}$. Это дает⁵ $\|R\| \leq \frac{B-A}{B+A} = \frac{r}{2+r}$. Если r мало, можно опустить оставшийся член Rf в (3.2.11). Так мы получаем формулу восстановления для f с точностью до ошибки $\frac{r}{2+r} \|f\|$ в L^2 . Даже если r не столь мало, мы можем написать алгоритм для восстановления f , сходящийся экспоненциально. Пусть R определен так же, как и выше. Тогда мы имеем

$$F^*F = \frac{A+B}{2} (\text{Id} - R),$$

откуда $(F^*F)^{-1} = \frac{2}{A+B} (\text{Id} - R)^{-1}$. Поскольку $\|R\| \leq \frac{B-A}{B+A} < 1$,

то ряд $\sum_{k=0}^{\infty} R^k$ сходится в норме и $(\text{Id} - R)^{-1}$ является его пределом.

Следовательно,

$$\tilde{\varphi}_j = (F^* F)^{-1} \varphi_j = \frac{2}{A+B} \sum_{k=0}^{\infty} R^k \varphi_j.$$

Используя лишь член нулевого порядка из формулы восстановления, мы приходим к (3.2.11), где остальные члены опущены. Лучшие приближения получаются, если оставлять первые N членов

$$\tilde{\varphi}_j^N = \frac{2}{A+B} \sum_{k=0}^N R^k \varphi_j = \tilde{\varphi}_j - \frac{2}{A+B} \sum_{k=N+1}^{\infty} R^k \varphi_j = [\text{Id} - R^{N+1}] \tilde{\varphi}_j, \quad (3.2.12)$$

где

$$\begin{aligned} \left\| f - \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \tilde{\varphi}_j^N \right\| &= \sup_{\|g\|=1} \left| \langle f - \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \tilde{\varphi}_j^N, g \rangle \right| = \\ &= \sup_{\|g\|=1} \left| \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \langle \tilde{\varphi}_j - \tilde{\varphi}_j^N, g \rangle \right| = \sup_{\|g\|=1} \left| \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \langle R^{N+1} \tilde{\varphi}_j, g \rangle \right| = \\ &= \sup_{\|g\|=1} |\langle f, R^{N+1} g \rangle| \leq \|R\|^{N+1} \|f\| \leq \left(\frac{r}{2+r} \right)^{N+1} \|f\|, \end{aligned}$$

что имеет экспоненциальный порядок убывания с ростом N , поскольку $\frac{r}{2+r} < 1$. В частности, $\tilde{\varphi}_j^N$ можно вычислить с помощью итеративного алгоритма

$$\tilde{\varphi}_j^N = \frac{2}{A+B} \varphi_j + R \tilde{\varphi}_j^{N-1}$$

или

$$\tilde{\varphi}_j^N = \sum_{l \in J} \alpha_{jl}^N \varphi_l,$$

где

$$\alpha_{jl}^N = \frac{2}{A+B} \delta_{lj} + \alpha_{jl}^{N-1} - \frac{2}{A+B} \sum_{m \in J} \alpha_{jm}^{N-1} \langle \varphi_m, \varphi_l \rangle.$$

Это может выглядеть устрашающе, но в примерах, представляющих практический интерес, где многие $\langle \varphi_m, \varphi_l \rangle$ являются пренебрежимо малыми, этого не происходит. Такую же итеративную технику можно применить непосредственно к f :

$$f = (F^* F)^{-1} (F^* F) f = \lim_{N \rightarrow \infty} f_N,$$

где

$$\begin{aligned} f_N &= \frac{2}{A+B} \sum_{k=0}^N R^k (F^* F) f = \frac{2}{A+B} (F^* F) f + R f_{N-1} = \\ &= f_{N-1} + \frac{2}{A+B} \sum_{j \in J} [\langle f, \varphi_j \rangle - \langle f_{N-1}, \varphi_j \rangle] \varphi_j. \end{aligned}$$

Теперь, после тщательного изучения вопросов, относящихся к абстрактным фреймам, вернемся к рассмотрению дискретных вейвлетов.

3.3. Фреймы вейвлетов

Мы видели в § 3.1, что для численно устойчивого алгоритма восстановления f по $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ мы требуем, чтобы $\psi_{m,n}$ образовывали фрейм. В § 3.2 мы построили алгоритм восстановления f по $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ в случае, когда $\psi_{m,n}$ действительно образуют фрейм. Для этого алгоритма важным является отношение границ фрейма. Позднее в этом пункте мы вернемся к способам вычисления, по крайней мере, оценки этого отношения. Однако вначале покажем, что если $\psi_{m,n}$ образуют фрейм, то ψ — допустима.

3.3.1. Необходимое условие: допустимость материнского вейвлета

Теорема 3.3.1. Если $\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m} x - nb_0)$, $m, n \in \mathbb{Z}$, образуют фрейм в $L^2(\mathbb{R})$ с границами A, B , то

$$\frac{b_0 \ln a_0}{2\pi} A \leq \int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 \leq \frac{b_0 \ln a_0}{2\pi} B \quad (3.3.1)$$

и

$$\frac{b_0 \ln a_0}{2\pi} A \leq \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 \leq \frac{b_0 \ln a_0}{2\pi} B. \quad (3.3.2)$$

Доказательство.

1. Для любой $f \in L^2(\mathbb{R})$ мы имеем

$$A \|f\|^2 \leq \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \|f\|^2. \quad (3.3.3)$$

Если мы запишем (3.3.3) для $f = u_l$ и просуммируем полученные неравенства с весовыми коэффициентами $c_l \geq 0$ такими, что $\sum_l c_l \|u_l\|^2 < \infty$, тогда мы получим

$$A \sum_l c_l \|u_l\|^2 \leq \sum_l c_l \sum_{m,n} |\langle u_l, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \sum_l c_l \|u_l\|^2. \quad (3.3.4)$$

В частности, если C — некоторый положительный ядерный оператор (см. предварительные сведения), то

$$C = \sum_{l \in \mathbb{N}} c_l \langle \cdot, u_l \rangle u_l,$$

где u_l — ортонормированы, $c_l \geq 0$ и $\sum_{l \in \mathbb{N}} c_l = \text{Tr } C > 0$. Вследствие (3.3.4), для любого такого оператора мы имеем

$$A \text{Tr } C \leq \sum_{m,n} \langle C \psi_{m,n}, \psi_{m,n} \rangle \leq B \text{Tr } C. \quad (3.3.5)$$

2. Теперь применим (3.3.5) к специальному оператору C , построенному с помощью *непрерывного* вейвлет-преобразования с другим материнским вейвлетом. Возьмем такую функцию h из L^2 , что $\text{supp } \hat{h} \subset [0, \infty)$, $\int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\hat{h}(\xi)|^2 < \infty$, и определим семейство $h^{a,b} = a^{-1/2} h\left(\frac{x-b}{a}\right)$ для $a, b \in \mathbb{R}$, $a > 0$ по аналогии со сделанным во второй главе. Если $c(a, b)$ — положительная ограниченная функция, то оператор

$$C = \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db \langle \cdot, h^{a,b} \rangle h^{a,b} c(a, b) \quad (3.3.6)$$

положителен и ограничен (см. § 2.8). Если, дополнительно, $c(a, b)$ является интегрируемой по $a^{-2} da db$, то C — ядерный оператор, и $\text{Tr } C = \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db c(a, b) \|h\|^2$.⁶ Рассмотрим случай, когда $c(a, b) = w(|b|/a)$, если $1 \leq a \leq a_0$, 0 в противном случае, при этом w — положительная и

интегрируемая. Тогда мы имеем

$$C = \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db \langle \cdot, h^{a,b} \rangle h^{a,b} w\left(\frac{|b|}{a}\right)$$

и

$$\mathrm{Tr} C = \int_1^{a_0} \frac{da}{a} \int_{-\infty}^\infty ds w(|s|) \|h\|^2 = 2 \ln a_0 \left[\int_0^\infty ds w(s) \right] \|h\|^2.$$

3. Для определенного таким образом C средний член из (3.3.5) превращается в

$$\sum_{m,n} \langle C \psi_{m,n}, \psi_{m,n} \rangle = \sum_{m,n} \int_1^{a_0} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db w\left(\frac{|b|}{a}\right) |\langle \psi_{m,n}, h^{a,b} \rangle|^2.$$

Но

$$\begin{aligned} \langle \psi_{m,n}, h^{a,b} \rangle &= a_0^{-m/2} a^{-1/2} \int dx \psi(a_0^{-m} x - nb_0) \overline{h\left(\frac{x-b}{a}\right)} = \\ &= a_0^{m/2} a^{-1/2} \int dy \psi(y) \overline{h\left(\frac{y + nb_0 - ba_0^{-m}}{a a_0^{-m}}\right)} = \langle \psi, h^{a_0^{-m} a, a_0^{-m} b - nb_0} \rangle. \end{aligned}$$

После замены переменных $a' = a_0^{-m} a$, $b' = a_0^{-m} b$ мы получаем

$$\begin{aligned} \sum_{m,n} \langle C \psi_{m,n}, \psi_{m,n} \rangle &= \sum_{m,n} \int_{a_0^{-m}}^{a_0^{-m+1}} \frac{da'}{a'^2} \int_{-\infty}^\infty db' w\left(\frac{|b'|}{a'}\right) |\langle \psi, h^{a', b' - nb_0} \rangle|^2 = \\ &= \int_0^\infty \frac{da}{a} \int_{-\infty}^\infty db |\langle \psi, h^{a,b} \rangle|^2 \sum_n w\left(\frac{|b + nb_0|}{a}\right). \end{aligned}$$

Возьмем $w(s) = \lambda e^{-\lambda^2 \pi^2 s^2}$. Эта функция имеет только один локальный максимум и монотонно убывает с ростом $|s|$. Элементарные рассуждения об аппроксимации интегралов (полностью эти рассуждения можно

найти в работе Добеши [54], лемма 2.2) показывают, что для таких функций w и любых $\alpha, \beta \in \mathbb{R}, \beta > 0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt w(t) - \beta w_{\max} \leq \beta \sum_{n \in \mathbb{Z}} w(\alpha + n\beta) \leq \int_{-\infty}^{\infty} dt w(t) + \beta w_{\max}$$

или, для нашего случая,

$$\sum_n w\left(\frac{|b + nb_0|}{a}\right) = \frac{a}{b_0} + \rho(a, b),$$

где $|\rho(a, b)| \leq w(0) = \lambda$. Следовательно,

$$\sum_{m,n} \langle C\psi_{m,n}, \psi_{m,n} \rangle = \frac{1}{b_0} \int_0^{\infty} \frac{da}{a} \int_{-\infty}^{\infty} db |\langle \psi, h^{a,b} \rangle|^2 + R, \quad (3.3.7)$$

где

$$|R| = \int_0^{\infty} \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^{\infty} db |\langle \psi, h^{a,b} \rangle|^2 \rho(a, b) \leq \lambda C_h \|\psi\|^2,$$

C_h определена формулой (2.4.1). Первый член из (3.3.7) можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{1}{b_0} \int_0^{\infty} \frac{da}{a} \int_{-\infty}^{\infty} db \left| \int_0^{\infty} d\xi \widehat{\psi}(\xi) a^{1/2} \overline{\widehat{h}(a\xi)} e^{ib\xi} \right|^2 = \\ = \frac{2\pi}{b_0} \int_0^{\infty} da \int_0^{\infty} d\xi |\widehat{\psi}(\xi)|^2 |\widehat{h}(a\xi)|^2 = \frac{2\pi}{b_0} \|h\|^2 \int_0^{\infty} d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2. \end{aligned}$$

4. Для выбранной нами весовой функции w выполняется $\int_0^{\infty} dt w(t) = \frac{1}{2}$. Отсюда следует, что $\text{Tr } C = \|h\|^2 \ln a_0$. Подставляя полученные результаты в (3.3.5), находим

$$A \|h\|^2 \ln a_0 \leq \frac{2\pi}{b_0} \|h\|^2 \int_0^{\infty} d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 + R \leq B \|h\|^2 \ln a_0,$$

где $|R| \leq \lambda C_h \|\psi\|^2$. Разделив на $\frac{2\pi}{b_0} \|h\|^2$ и устремив λ к нулю, получаем (3.3.1). Формула (3.3.2) для отрицательных частот доказывается аналогично. ■

Замечания

1. Формулы (3.3.1), (3.3.2) заведомо накладывают ограничения на ψ , а именно, $\int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty$ и $\int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty$. Это те же ограничения, что и в непрерывном случае (см. (2.4.6)).

2. При определении $\psi_{m,n}$ с дискретными обозначениями мы брали только положительные сжатия a_0^m (знак m определяет, какое из двух неравенств $a_0^m \geq 1$ или $a_0^m \leq 1$ выполнено, при этом $a_0^m > 0$ для всех m). По этой причине формулы (3.3.1), (3.3.2) разделяют области с положительными и отрицательными частотами. Если допустить отрицательные дискретные сжатия, то в этом условии использовалось бы только выражение $\int_{-\infty}^\infty d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2$ (что легко проверить, воспроизведя доказательство, помещенное выше).

3. Если $\psi_{m,n}$ образуют жесткий фрейм ($A = B$), то из (3.3.1), (3.3.2) следует

$$A = \frac{2\pi}{b_0 \ln a_0} \int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = \frac{2\pi}{b_0 \ln a_0} \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2.$$

В частности, если $\psi_{m,n}$ образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$ (такой как базис Хаара или другие базисы, с которыми мы встретимся), то

$$\int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = \frac{b_0 \ln a_0}{2\pi}. \quad (3.3.8)$$

Доказательство того, что базис Хаара удовлетворяет условию (3.3.8), представляется легким упражнением. Большинство рассматриваемых

нами ортонормированных базисов — вещественны, так что первое равенство из (3.3.8) выполняется тривиально.

4. Другое доказательство предложения 3.3.1 приведено Чуи и Ши в [33]. $\square$

В дальнейшем ψ предполагается допустимой.

3.3.2. Достаточное условие и оценки для границ фрейма

Не при каждом выборе ψ , a_0 , b_0 мы получаем фреймы вейвлетов, даже если ψ — допустимая. В этом пункте мы получим некоторые достаточно общие условия на ψ , a_0 , b_0 , при выполнении которых мы в самом деле получим фрейм и оценим его границы. С этой целью нам нужно оценить $\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2$. Имеем

$$\begin{aligned}
 \sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 &= \sum_{m,n} \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \hat{f}(\xi) a_0^{m/2} \overline{\hat{\psi}(a_0^m \xi)} e^{ib_0 a_0^m n \xi} \right|^2 = \\
 &= \sum_{m,n} a_0^m \left| \int_0^{2\pi b_0^{-1} a_0^{-1}} d\xi e^{ib_0 a_0^m n \xi} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \hat{f}(\xi + 2\pi l a_0^{-m} b_0^{-1}) \overline{\hat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi l b_0^{-1})} \right|^2 = \\
 &= \frac{2\pi}{b_0} \sum_m \int_0^{2\pi b_0^{-1} a_0^{-m}} d\xi \left| \sum_{l \in \mathbb{Z}} \hat{f}(\xi + 2\pi l a_0^{-m} b_0^{-1}) \overline{\hat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi l b_0^{-1})} \right|^2 = \\
 &\quad (\text{по теореме Планшереля для периодических функций}) \\
 &= \frac{2\pi}{b_0} \sum_{m,k \in \mathbb{Z}} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \hat{f}(\xi) \overline{\hat{f}(\xi + 2\pi k a_0^{-m} b_0^{-1})} \overline{\hat{\psi}(a_0^m \xi)} \hat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi k b_0^{-1}) = \\
 &= \frac{2\pi}{b_0} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi |\hat{f}(\xi)|^2 \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\hat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 + \text{Rest}(f). \quad (3.3.9)
 \end{aligned}$$

В свою очередь

$$\begin{aligned}
 |\text{Rest}(f)| &= \\
 &= \left| \frac{2\pi}{b_0} \sum_{\substack{m,k \in \mathbb{Z} \\ k \neq 0}} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \hat{f}(\xi) \overline{\hat{f}(\xi + 2\pi k a_0^{-m} b_0^{-1})} \overline{\hat{\psi}(a_0^m \xi)} \hat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi k b_0^{-1}) \right| \leq
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_{\substack{m, k \\ k \neq 0}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi k b_0^{-1})| \right]^{1/2} \times \\ &\quad \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\widehat{f}(\zeta)|^2 |\widehat{\psi}(a_0^m \zeta)| |\widehat{\psi}(a_0^m \zeta - 2\pi k b_0^{-1})| \right]^{1/2} \leq \end{aligned}$$

(здесь мы использовали неравенство Коши–Шварца и сделали замену переменных $\zeta = \xi - 2\pi k b_0^{-1} a_0^{-m}$ во втором сомножителе)

$$\begin{aligned} &\leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_{k \neq 0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi k b_0^{-1})| \right]^{1/2} \times \\ &\quad \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\widehat{f}(\zeta)|^2 \sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \zeta)| |\widehat{\psi}(a_0^m \zeta - 2\pi k b_0^{-1})| \right]^{1/2} \leq \end{aligned}$$

(для оценки суммы по m использовали неравенство Коши–Шварца)

$$\leq \frac{2\pi}{b_0} \|f\|^2 \sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2}, \quad (3.3.10)$$

где $\beta(s) = \sup_{\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + s)|$. Имея (3.3.9) и (3.3.10), мы видим, что⁷

$$\begin{aligned} &\inf_{\substack{f \in \mathcal{H} \\ f \neq 0}} \|f\|^{-2} \sum_{m, n} |\langle f, \psi_{m, n} \rangle|^2 \geq \\ &\geq \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \text{ess inf}_{\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 - \sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.3.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\sup_{\substack{f \in \mathcal{H} \\ f \neq 0}} \|f\|^{-2} \sum_{m, n} |\langle f, \psi_{m, n} \rangle|^2 \leq \\ &\leq \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \sup_{\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 + \sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.3.12) \end{aligned}$$

Если правые части (3.3.11) и (3.3.12) положительны и ограничены, то $\psi_{m,n}$ образуют фрейм, (3.3.11) дает значение нижней границы для A , а (3.3.12) — значение верхней границы для B . Для этого нам нужно, чтобы для всех $1 \leq |\xi| \leq a_0$ (остальные значения ξ могут быть сведены к указанным значениям с помощью умножения на подходящий коэффициент a_0^m ; исключение составляет $\xi = 0$, которое образует множество меры 0 и, таким образом, не учитывается),

$$0 < \alpha \leq \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq \beta < \infty.$$

Дополнительно функция $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + s)|$ должна иметь достаточно быстрое убывание на ∞ . «Достаточное» во втором условии означает, что $\sum_{k \neq 0} \left[\beta \left(\frac{2\pi k}{b_0} \right) \beta \left(-\frac{2\pi k}{b_0} \right) \right]^{1/2}$ сходится и сумма стремится к 0 при стремлении b_0 к 0, что гарантирует доминирование первых членов из (3.3.11), (3.3.12) при достаточно малых b_0 . Тогда $\psi_{m,n}$ в самом деле образуют фрейм. Для выполнения этих условий достаточно потребовать, чтобы

- нули $\widehat{\psi}$ не «вступали в заговор», т. е.

$$\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \geq \alpha > 0 \quad (3.3.13)$$

для всех $\xi \neq 0$,

$$\bullet |\widehat{\psi}(\xi)| \leq C |\xi|^\alpha (1 + |\xi|^2)^{-\gamma/2}, \text{ где } \alpha > 0, \gamma > \alpha + 1. \quad (3.3.14)$$

Такие условия убывания для $\widehat{\psi}$ являются очень слабыми. На практике мы будем требовать гораздо большего! Если $\widehat{\psi}$ — непрерывна и убывает на ∞ , то (3.3.13) становится необходимым условием: если для некоторого $\xi_0 \neq 0$ выполняется $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi_0)|^2 \leq \varepsilon$, то можно построить такую $f \in L^2(\mathbb{R})$ с нормой, равной единице, что выполняется $(2\pi)^{-1} b_0 \sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq 2\varepsilon$, а $A \leq 4\pi\varepsilon/b_0$.⁹ Если ε можно выбрать как угодно малым, то конечной нижней границы фрейма не существует. (См. работу Чуи и Ши [33], где доказан более сильный результат: $A \leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq B$.) В следующем предложении мы суммируем все полученные результаты.

Предложение 3.3.2. Если ψ, a_0 таковы, что

$$\inf_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 > 0, \quad \sup_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 < \infty, \quad (3.3.15)$$

и если $\beta(s) = \sup_{\xi} \sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + s)|$ убывает, по крайней мере, со скоростью $(1 + |s|)^{-(1+\varepsilon)}$, где $\varepsilon > 0$, то существует такое $(b_0)_{\text{пор}} > 0$, что $\psi_{m,n}$ образуют фрейм для любого $b_0 < (b_0)_{\text{пор}}$. Следующие выражения дают значения границ этого фрейма:

$$A = \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \inf_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 - \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{\infty} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} \right\},$$

$$B = \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \sup_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 + \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{\infty} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} \right\}.$$

Условия на β и (3.3.15) выполняются, если, например, $|\widehat{\psi}(\xi)| \leq C|\xi|^\alpha (1 + |\xi|)^{-\gamma}$, где $\alpha > 0$, $\gamma > \alpha + 1$.

Доказательство.

Все необходимые оценки мы уже сделали. Убывание β обеспечивает существование такого $(b_0)_{\text{пор}}$, что

$$\sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} < \inf_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2,$$

если $b_0 < (b_0)_{\text{пор}}$. ■

Мораль этих технических оценок проста: если ψ — «приличная» функция (предполагается разумное убывание по времени и по частоте и выполнение равенства $\int dx \psi(x) = 0$), то существует целый спектр a_0, b_0 , для которых соответствующие $\psi_{m,n}$ образуют фрейм. Поскольку наши условия на ψ влекут допустимость ψ в смысле главы 2, то это не удивительно для значений a_0, b_0 , близких 1, 0, соответственно: мы уже знаем, что формула (2.4.4) верна для всех таких ψ , значит, имеет смысл ожидать, что достаточно хорошая дискретизация переменных интегрирования не должна слишком испортить процесс восстановления. Удивляет то, что для многих ψ , представляющих

практический интерес, спектр «хороших» (a_0, b_0) включает значения, достаточно далекие от $(1, 0)$. Несколько таких примеров мы рассмотрим ниже. Но вначале мы рассмотрим фрейм, двойственный к фрейму вейвлетов, и обсудим некоторые вариации базовой схемы.

3.3.3. Двойственный фрейм

Как мы видели в § 3.2, двойственный фрейм определяется так:

$$\widetilde{\psi_{m,n}} = (F^*F)^{-1} \psi_{m,n}, \quad (3.3.16)$$

где $F^*Ff = \sum_{m,n} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \psi_{m,n}$. У нас есть явная формула для нахождения обратного к F^*F , которая сходится с экспоненциальной скоростью, т.е. как $\sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n$ с отношением сходимости α , пропорциональным $\left(\frac{B}{A} - 1\right)$. Таким образом, полезно иметь границы фрейма A и B , близкие друг другу. Тем не менее для (3.2.8) в принципе необходимо знать бесконечное число $\widetilde{\psi_{m,n}}$. Ситуация не так плоха, как можно было ожидать: если ввести обозначение

$$(D^m f)(x) = a_0^{-m/2} f(a_0^{-m} x), \quad (T^n f)(x) = f(x - nb_0),$$

то легко проверить, что для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$

$$F^*F D^m f = D^m F^*F f.$$

Следовательно, $(F^*F)^{-1}$ и D^m перестановочны. В частности, $\psi_{m,n} = D^m T^n \psi$, тогда

$$\widetilde{\psi_{m,n}} = (F^*F)^{-1} D^m T^n \psi = D^m (F^*F)^{-1} T^n \psi$$

или

$$\widetilde{\psi_{m,n}}(x) = a_0^{-m/2} \widetilde{\psi_{0,n}}(a_0^{-m} x).$$

К сожалению, F^*F и T^n не перестановочны, так что нам по-прежнему необходимо вычислять бесконечно много $\widetilde{\psi_{0,n}}$. Практический интерес представляют лишь функции, «живущие» на конечном числе шкал, где F^*F достаточно хорошо аппроксимируется комбинациями

$\sum_{m=m_0}^{m_1} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \langle \cdot, \psi_{m,n} \rangle \psi_{m,n}$ (см. пункт о частотно-временной локализации, § 3.5). Если $a_0^{m_1-m_0}$ — целое, $N = a_0^{m_1-m_0}$, то легко проверить, что такой усеченный F^*F перестановочен с T^N . Тогда остается вычислить лишь N различных $\widetilde{\psi}_{0,n}$, $0 \leq n \leq N-1$. Однако во многих практических приложениях это число по-прежнему достаточно велико. Таким образом, становится особенно выгодно работать с почти жесткими фреймами, т.е. такими, для которых $\frac{B}{A} - 1 \ll 1$: мы можем ограничиться лишь членом нулевого порядка в формуле восстановления (3.2.11), избежать всех сложностей, связанных с двойственным фреймом и по-прежнему будем иметь высокое качество восстановления произвольной f . С другой стороны, при специальном выборе ψ , a_0 , b_0 можно получить фрейм $\widetilde{\psi}_{m,n}$, не являющийся близким жесткому фрейму, для которого все $\widetilde{\psi}_{m,n}$ порождаются одной единственной функцией

$$\widetilde{\psi}_{m,n}(x) = \widetilde{\psi}_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \widetilde{\psi}(a_0^{-m}x - n). \quad (3.3.17)$$

В главе 8 мы рассмотрим такой пример — некоторые биортогональные базисы. Другим примером является φ -преобразование из работы Фразьера и Яверта [82] (см. также работу Фразьера, Яверта и Вайса [83]).

Важно осознать, что $\psi_{m,n}$ и $\widetilde{\psi}_{m,n}$ могут иметь очень разные свойства регулярности. Например, существуют фреймы, для которых сама ψ принадлежит C^∞ и убывает быстрее, чем любой обратный полином, в то время как некоторые из $\widetilde{\psi}_{0,n}$ не принадлежат L^p для маленьких p (что предполагает их очень медленное убывание). Пример Лемарье приведен Добеши во всех подробностях в [54], стр. 988–989.¹⁰ Нечто подобное может произойти, даже если все $\widetilde{\psi}_{m,n}$ порождены одной функцией $\widetilde{\psi}$: существуют примеры, в которых $\psi \in C^k$ (k — произвольно большое), а $\widetilde{\psi}$ не является непрерывной. (Примерами такого рода являются биортогональные базисы из главы 8, первый пример был построен Чамичаном в [171].) Такое несоответствие можно исключить, накладывая дополнительные условия на ψ , a_0 и b_0 (см. Добеши [54], § II.D.2, стр. 991–992).

3.3.4. Некоторые вариации базовой схемы

Итак, мы не ограничились значениями a_0 ничем, кроме требования $a_0 > 1$. Однако на практике очень удобно иметь $a_0 = 2$. Тогда пере-

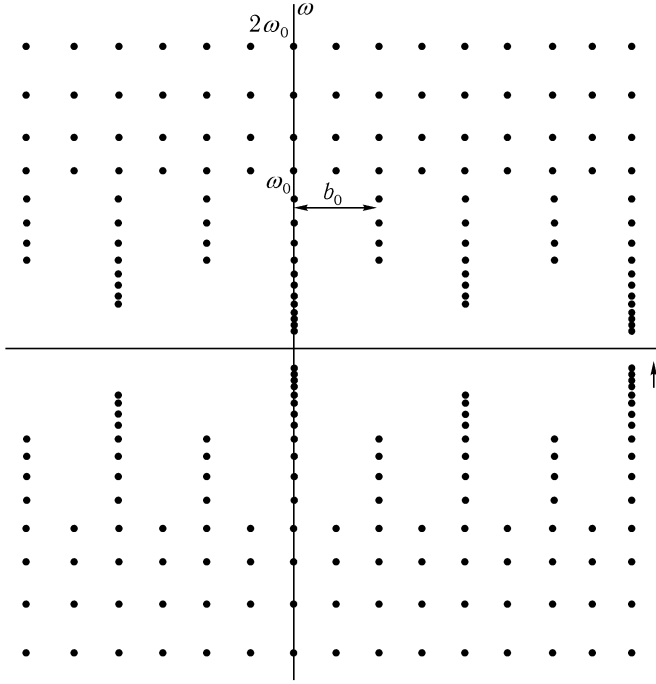


Рис. 3.2. Частотно-временная решетка для схемы с четырьмя голосами. В этом случае различные голосовые вейвлеты $\psi^1, \dots, \psi^4$ предполагаются сдвигами одной функции $\psi^j(x) = 2^{-(j-1)/4} \psi(2^{-(j-1)/4}x)$. Если $|\widehat{\psi}(\xi)|$ (которую мы предполагаем четной) имеет пики в окрестности $\pm\omega_0$, то $|\widehat{\psi}^j|$ сосредоточены возле $\pm 2^{-(j-1)/4}\omega_0$

ход от одного масштаба к другому означает удваивание или деление пополам шага сдвига, что намного удобнее, чем использование другого a_0 . С другой стороны, мы только что видели, что удобно иметь дело с фреймами, для которых $B/A - 1 \ll 1$. Поскольку наши оценки (3.3.11), (3.3.12) для A, B дают

$$A \leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq B \quad (3.3.18)$$

для всех $\xi \neq 0$, тогда эти два требования означают, что сумма $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(2^m \xi)|^2$ является почти постоянной для $\xi \neq 0$, а это очень стро-

гое ограничение на ψ , в общем случае не выполняемое. Например, мексиканская шляпа, функция $\psi(x) = (1 - x^2)e^{-x^2/2}$, порождает фрейм с отношением B/A , которое близко 1 при $a_0 \leq 2^{1/4}$, но, определенно, не при $a_0 = 2$, потому что амплитуда осцилляций $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\hat{\psi}(2^m \xi)|^2$ является слишком большой. Чтобы исправить это положение, не слишком отказываясь от свободы при выборе ψ и ее ширины в частотной области, мы можем позаимствовать метод, использованный Гроссманом, Кронландом–Мартинном и Морле, и использовать различные «голоса» (voices) для октавы (octave). Это подразумевает использование нескольких различных вейвлетов, $\psi^1, \dots, \psi^N$,* и рассмотрение фрейма $\{\psi_{m,n}^\nu; m, n \in \mathbb{Z}, \nu = 1, \dots, N\}$. Можно повторить анализ из § 3.3.2 (см., например, Добеши [54]), приводящий к следующим оценкам для границ этого многоголосого фрейма:

$$A = \frac{2\pi}{b_0} \left[\inf_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_{\nu=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}^\nu(2^m \xi)|^2 - R\left(\frac{2\pi}{b_0}\right) \right], \quad (3.3.19)$$

$$B = \frac{2\pi}{b_0} \left[\sup_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_{\nu=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}^\nu(2^m \xi)|^2 + R\left(\frac{2\pi}{b_0}\right) \right], \quad (3.3.20)$$

где

$$R(x) = \sum_{k \neq 0} \sum_{\nu=1}^N [\beta^\nu(kx) \beta^\nu(-kx)]^{1/2}$$

и

$$\beta^\nu(s) = \sup_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}^\nu(2^m \xi)| |\hat{\psi}^\nu(2^m \xi + s)|.$$

Выбрав $\hat{\psi}^1, \dots, \hat{\psi}^N$ с разбросанными поблизости центрами частотной локализации, быстро убывающие на ∞ , можно получить $B/A - 1 \ll 1$. (См. примеры в § 3.3.5.) Частотно-временная решетка, соответствующая такой многоголосой схеме, слегка отличается от рисунка 1.4а. На рисунке 3.2 приведен пример с четырьмя голосами для октавы. Для каждого шага сжатия мы находим четыре различных уровня частоты (соответствующие четырем различным частотным локализациям

*За такими системами с несколькими порождающими функциями в современной литературе закрепились термины мультивейвлеты (базовый случай) и фреймлеты (линейно зависимые системы). — *Прим. ред.*

$\psi^1, \dots, \psi^4$), сдвинутые на один и тот же шаг. Такая решетка выглядит как суперпозиция четырех различных решеток типа той, что представлена на рисунке 1.4а, по-разному вытянутых в направлении частот. Каждая из четырех подрешеток имеет свою «плотность», что отражается в том факте, что обычно ψ^ν имеют разные L^2 -нормы. Излюбленным выбором Гроссмана, Кронланда–Мартина и Морле являются «дробно» сжатые версии одного вейвлета ψ :

$$\psi^\nu(x) = 2^{-(\nu-1)/N} \psi(2^{-(\nu-1)/N} x).$$

(Заметим, что они на самом деле имеют разные L^2 -нормы!) В этом случае $\sum_{\nu=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}^\nu(2^m \xi)|^2$ становится просто $\sum_{m'=-\infty}^{\infty} |\widehat{\psi}(2^{m'/N} \xi)|^2$, а этот ряд можно легко сделать почти постоянным, выбрав достаточно большое N .

Выбор $a_0 = 2$ также позволяет модифицировать технику получения оценок из § 3.2, что может быть полезным во многих примерах. Теперь вернемся к оценке для $\text{Rest}(f)$. Мы можем переписать $k \in \mathbb{Z}$, $k \neq 0$ как $k = 2^l(2k' + 1)$, где $l \geq 0$, $k' \in \mathbb{Z}$, соответствие $k \rightarrow (l, k')$ является однозначным. Если $a_0 = 2$, можно перегруппировать различные члены и записать

$$\begin{aligned} \text{Rest}(f) &= \frac{2\pi}{b_0} \sum_{m', k' \in \mathbb{Z}} \int d\xi \widehat{f}(\xi) \overline{\widehat{f}(\xi + 2\pi(2k' + 1)b_0^{-1}2^{-m'})} \times \\ &\quad \times \sum_{l=0}^{\infty} \overline{\widehat{\psi}(2^{m'+l}\xi)} \widehat{\psi}[2^l(2^{m'}\xi + 2\pi(2l + 1)b_0^{-1})]. \end{aligned}$$

Это дает

$$\begin{aligned} A &= \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \inf_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_m |\widehat{\psi}(2^m \xi)|^2 - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{k'=-\infty}^{\infty} \left[\beta_1 \left(\frac{2\pi}{b_0} (2k' + 1) \right) \beta_1 \left(-\frac{2\pi}{b_0} (2k' + 1) \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.3.21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B &= \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \sup_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_m |\widehat{\psi}(2^m \xi)|^2 + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{k'=-\infty}^{\infty} \left[\beta_1 \left(\frac{2\pi}{b_0} (2k' + 1) \right) \beta_1 \left(-\frac{2\pi}{b_0} (2k' + 1) \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.3.22) \end{aligned}$$

где

$$\beta_1(s) = \sup_{1 \leq |\xi| \leq 2} \sum_{m \in \mathbb{Z}} \left| \sum_{l=0}^{\infty} \widehat{\psi}(2^{m+l}\xi) \overline{\widehat{\psi}(2^l(2^m\xi + s))} \right|. \quad (3.3.23)$$

Эти оценки получены Чамичаном. (Все подробности их вывода можно найти в работе Добеши [54].) Заметим, что β_1 , в отличие от β , по-прежнему содержит фазы $\widehat{\psi}$. В результате оценки (3.3.21), (3.3.22) зачастую являются лучше, чем (3.3.11), (3.3.12), если $\widehat{\psi}$ — не положительная функция. Если $\widehat{\psi}$ — положительная, то (3.3.11), (3.3.12) могут быть лучше. Оценки (3.3.21), (3.3.22) выполняются, если мы имеем только один голос на октаву. Конечно, они могут быть распространены на многоголосый случай.

3.3.5. Примеры

А. Жесткие фреймы. Эта конструкция, впервые предложенная Добеши, Гроссманом и Мейером в [63], приводит к семейству жестких фреймов вейвлетов. Пусть функция ν принадлежит C^k (или C^∞), действует из $\mathbb{R}$ в $\mathbb{R}$ и удовлетворяет условию

$$\nu(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \leq 0, \\ 1, & \text{если } x \geq 1 \end{cases} \quad (3.3.24)$$

(см. рис. 3.3). Примером такой функции ν из (C^1) является

$$\nu(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0, \\ \sin^2 \frac{\pi}{2} x, & 0 \leq x \leq 1, \\ 1, & x \geq 1. \end{cases} \quad (3.3.25)$$

Для произвольных $a_0 > 1$, $b_0 > 0$ мы определим $\widehat{\psi}^\pm(\xi)$ по формуле

$$\widehat{\psi}^+(\xi) = [\ln a_0]^{-1/2} \begin{cases} 0, & \xi \leq l \text{ или } \xi \geq a_0^2 l, \\ \sin \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\xi - l}{l(a_0 - 1)} \right) \right], & l \leq \xi \leq a_0 l, \\ \cos \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\xi - a_0 l}{a_0 l(a_0 - 1)} \right) \right], & a_0 l \leq \xi \leq a_0^2 l, \end{cases}$$

где $l = 2\pi[b_0(a_0^2 - 1)]^{-1}$ и $\widehat{\psi}^-(\xi) = \widehat{\psi}^+(-\xi)$. На рисунке 3.4 изображена $\widehat{\psi}^+$ для $a_0 = 2$, $b_0 = 1$ и ν из (3.3.25). Легко проверить, что

$$|\text{supp } \widehat{\psi}^+| = (a_0^2 - 1)l = 2\pi/b_0$$

и

$$\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}^+(a_0^m \xi)|^2 = (\ln a_0)^{-1} \chi_{(0, \infty)}(\xi),$$

где $\chi_{(0, \infty)}$ — характеристическая функция открытой полуоси $(0, \infty)$, т. е. $\chi_{(0, \infty)}(\xi) = 1$, если $0 < \xi < \infty$, 0 — в противном случае.

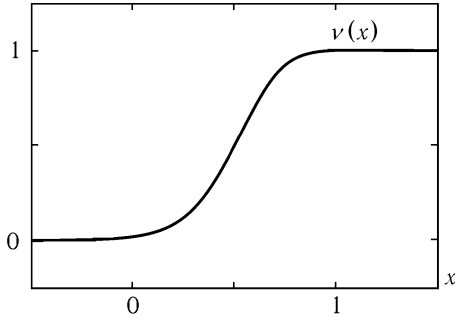


Рис. 3.3. Функция $\nu(x)$, определенная формулой (3.3.25)

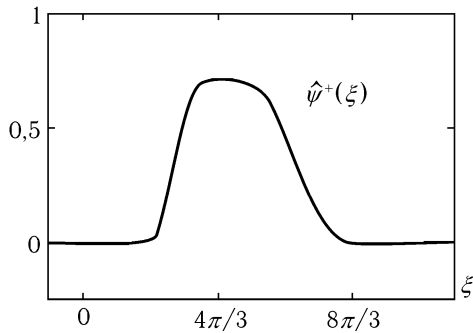


Рис. 3.4. Функция $\widehat{\psi}^+(\xi)$ со значениями $a_0 = 2$, $b_0 = 1$

Тогда для любой $f \in L^2(\mathbb{R})$ имеем

$$\begin{aligned} \sum_{m, n \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{m, n}^+ \rangle|^2 &= \\ &= \sum_{m, n \in \mathbb{Z}} a_0^m \left| \int_{a_0^{-m} l}^{a_0^{-m} l a_0^2} d\xi \widehat{f}(\xi) e^{2\pi i n a_0^m [l(a_0^2 - 1)]^{-1}} \overline{\widehat{\psi}^+(a_0^m \xi)} \right|^2 = \\ &= \frac{2\pi}{b_0} \sum_{m \in \mathbb{Z}} \int d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 |\widehat{\psi}^+(a_0^m \xi)|^2 = \frac{2\pi}{b_0 \ln a_0} \int_0^\infty d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2. \end{aligned}$$

Аналогично, $\sum_{m, n} |\langle f, \psi_{m, n}^- \rangle|^2 = \frac{2\pi}{b_0 \ln a_0} \int_{-\infty}^0 d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2$. Следовательно,

$\{\psi_{m, n}^\varepsilon; m, n \in \mathbb{Z}, \varepsilon = + \text{ или } -\}$ является жестким фреймом в $L^2(\mathbb{R})$ с границей, равной $\frac{2\pi}{b_0 \ln a_0}$. Можно изменить конструкцию и получить фрейм, состоящий из вещественных вейвлетов: $\psi^1 = \operatorname{Re} \psi^+ = \frac{1}{2}[\psi^+ + \psi^-]$ и $\psi^2 = \operatorname{Im} \psi^+ = \frac{1}{2i}[\psi^+ - \psi^-]$ порождают жесткий фрейм $\{\psi_{m, n}^\lambda; m, n \in \mathbb{Z}, \lambda = 1 \text{ или } 2\}$. Эти фреймы не являются сдвигами и сжатиями *одной* функции, что является естественным следствием расщепления положительных и отрицательных частот в этой конструкции. Более серьезным возражением против применения этих фреймов является тот факт, что их преобразования Фурье имеют компактный носитель, и размер этого носителя относительно мал (для приемлемых a_0, b_0). В результате эти вейвлеты численно убывают достаточно медленно: даже если мы выберем ν из C^∞ так, чтобы $\psi^\pm$ убывали быстрее любого обратного полинома

$$|\psi^\pm(x)| \leq C_N (1 + |x|)^{-N},$$

значение C_N оказывается слишком большим, чтобы быть использованным на практике. Заметим, что в этой конструкции мы не вводим *никаких* ограничений на a_0, b_0 .

Б. Функция — мексиканская шляпа. Функция под названием мексиканская шляпа является второй производной гауссиана $e^{-x^2/2}$.

Таблица 3.1

Границы фреймов вейвлетов, полученных из функции мексиканская шляпа $\psi(x) = 2/\sqrt{3}\pi^{-1/4}(1-x^2)e^{-x^2/2}$. Параметр сжатия $a_0 = 2$ для всех случаев, N обозначает число голосов.

$N = 1$				$N = 2$			
b_0	A	B	B/A	b_0	A	B	B/A
0.25	13.091	14.183	1.083	0.25	27.273	27.278	1.0002
0.50	6.546	7.092	1.083	0.50	13.673	13.676	1.0002
0.75	4.364	4.728	1.083	0.75	9.091	9.093	1.0002
1.00	3.223	3.596	1.116	1.00	6.768	6.870	1.015
1.25	2.001	3.454	1.726	1.25	4.834	6.077	1.257
1.50	0.325	4.221	12.986	1.50	2.609	6.483	2.485
				1.75	0.517	7.276	14.061

$N = 3$				$N = 4$			
b_0	A	B	B/A	b_0	A	B	B/A
0.25	40.914	40.914	1.0000	0.25	54.552	54.552	1.0000
0.50	20.457	20.457	1.0000	0.50	27.276	27.276	1.0000
0.75	13.638	13.638	1.0000	0.75	18.184	18.184	1.0000
1.00	10.178	10.279	1.010	1.00	13.586	13.690	1.007
1.25	7.530	8.835	1.173	1.25	10.205	11.616	1.138
1.50	4.629	9.009	1.947	1.50	6.594	11.590	1.758
1.75	1.747	9.942	5.691	1.75	2.928	12.659	4.324

Если мы нормируем ее так, чтобы ее L^2 -норма равнялась 1, то получим

$$\psi(x) = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{-1/4} (1-x^2) e^{-x^2/2}.$$

Эта функция (и ее сдвиги и сжатия) была изображена на рисунке 1.26. Если взять один такой рисунок и представить его вращающимся относительно оси симметрии, получится нечто, похожее на мексиканскую шляпу. Эта функция популярна в визуальном анализе (по крайней мере, в теоретической части), где она и была окрещена. В таблице 3.1 помещены границы фреймов для этой функции, вычисленные с помощью (3.3.19), (3.3.20) для $a_0 = 2$, различных значений b_0 и числа голосов, меняющихся от 1 до 4. Как только мы берем 2 голоса или боль-

ше, фрейм, можно сказать, становится жестким при всех $b_0 \leq 0.75$. Заметим, что $b_0 = 0.75$ и $(a_0)_{\text{эфф}} = \sqrt{2} \simeq 1.41$ (интуитивно соответствующие 2 голосам на октаву) не являются малыми величинами для мексиканской шляпы: расстояние между максимумом $\hat{\psi}$ и ее нулями — лишь 1, а ширина горба положительных частот для $\hat{\psi}$ (измеряемая по формуле $\left[\int_0^\infty d\xi (\xi - \xi_{\text{эфф}})^2 |\hat{\psi}(\xi)|^2 \right]^{1/2}$, где $\xi_{\text{эфф}} = \int_0^\infty d\xi |\hat{\psi}(\xi)|^2$) равна

$\sqrt{3/2} \simeq 1.23$. При фиксированном N и b_0 , малом настолько, что фрейм является почти жестким, из таблицы видно, что $A \simeq B$ обратно пропорциональны b_0 . Это подтверждает интуитивное предположение о том, что для жестких фреймов нормированных векторов $A = B$ измеряет «избыточность» фрейма (см. § 3.2), которая в самом деле удваивается, если b_0 уменьшается вдвое. С другой стороны, значения из таблицы показывают, что B/A возрастает драматическим образом, если b_0 выбрано «слишком большим». Для каждого N последнее из приведенных значений b_0 является последним значением (с шагом 0.25), для которого оценка (3.3.19) величины A является положительной. Начиная с каждого следующего b_0 , совокупность $\psi_{m,n}$, возможно, уже перестает быть фреймом. Этот резкий переход с ростом b_0 от приемлемого фрейма к очень сомнительному фрейму, а затем и вовсе не к фрейму был впервые подмечен Морле (1985, личное общение) и явился одной из причин более детального математического анализа.

В. Модулированный гауссиан. Эта функция наиболее часто использовалась Кронландом–Мартинном и Морле. Ее преобразование Фурье является сдвиг функции Гаусса, слегка видоизмененной так, чтобы $\hat{\psi}(0) = 0$,

$$\begin{aligned}\hat{\psi}(\xi) &= \pi^{-1/4} [e^{-(\xi-\xi_0)^2/2} - e^{-\xi^2/2} e^{-\xi_0^2/2}], \\ \psi(x) &= \pi^{-1/4} (e^{-i\xi_0 x} - e^{-\xi_0^2/2}) e^{-x^2/2}.\end{aligned}\tag{3.3.26}$$

Часто ξ_0 выбирается таким, чтобы отношение наибольшего и следующего после него максимумов ψ приблизительно было $\frac{1}{2}$, т.е. $\xi_0 = \pi[2/\ln 2]^{1/2} \simeq 5.3364$. На практике часто берется $\xi_0 = 5$. Для такого значения ξ_0 второй член в (3.3.26) становится столь малым, что на практике им пренебрегают. Этот вейвлет Морле является комплексным, хотя в большинстве приложений, в которых он используется, участвуют лишь вещественные сигналы f . Часто (см., например, Кронланд–

Мартин, Морле и Гроссман [93]) вейвлет-преобразование вещественного сигнала с таким комплексным вейвлетом представлено в форме модуль–фаза, т. е. вместо $\text{Re}\langle f, \psi_{m,n} \rangle$, $\text{Im}\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ приводятся $|\langle f, \psi_{m,n} \rangle|$ и $\text{tg}^{-1} [\text{Im}\langle f, \psi_{m,n} \rangle / \text{Re}\langle f, \psi_{m,n} \rangle]$. Фазовый график особенно подходит для нахождения сингулярностей (Гроссман и другие [92]). Для вещественных f можно использовать $\widehat{f}(-\xi) = \overline{\widehat{f}(\xi)}$, чтобы вычислить границы фрейма (это аналогично сделанному в § 2.4 для вещественной f):

$$A \|f\|^2 \leq \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \|f\|^2 \text{ для вещественной } f,$$

где

$$A = \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \frac{1}{2} \inf_{\xi} \left[\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 + |\widehat{\psi}(a_0^{-m} \xi)|^2 \right] - R \right\},$$

$$B = \frac{2\pi}{b_0} \left\{ \frac{1}{2} \sup_{\xi} \left[\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 + |\widehat{\psi}(a_0^{-m} \xi)|^2 \right] + R \right\},$$

при этом

$$R = \sum_{\varepsilon = +, -} \sum_{k \neq 0} \left[\beta_{\varepsilon} \left(\frac{2\pi k}{b_0} \right) \beta_{\varepsilon} \left(-\frac{2\pi k}{b_0} \right) \right]^{1/2}$$

и

$$\beta_{\varepsilon}(s) = \frac{1}{4} \sup_{\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi) + \varepsilon \widehat{\psi}(-a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + s) + \varepsilon \widehat{\psi}(-a_0^m \xi - s)|.$$

Конечно, эти рассуждения снова могут быть обобщены на многоголосый случай. В таблице 3.2 приведены границы фреймов для $a_0 = 2$, нескольких значений b_0 и числа голосов, меняющихся от 2 до 4. На практике количество голосов даже выше.

Г. Пример, который легко реализовать. До сих пор мы не задавали вопроса о том, как на практике вычисляются коэффициенты $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$. Реально f задается не как функция, а как дискретная версия. Тогда для вычисления интеграла $\int dx f(x) \overline{\psi_{m,n}}$ требуются квадратурные формулы. Для представляющих интерес мелких масштабов (отрицательные m с большой абсолютной величиной) вычисления можно произвести быстро, поскольку в них не участвуют много значений f . В случае более крупных масштабов мы имеем дело с огромными интегралами, которые могут значительно замедлить вычисления вейвлет-преобразования любой заданной функции. Для работы в режиме

Таблица 3.2

Границы фреймов вейвлетов, полученных из модулированного гауссиана $\psi(x) = \pi^{-1/4}(e^{-i\xi_0 x} - e^{-\xi_0^2/2})e^{-x^2/2}$, где $\xi_0 = \pi(2/\ln 2)^{1/2}$. Параметр сжатия $a_0 = 2$ для всех случаев, N обозначает число голосов.

$N = 2$				$N = 3$			
b_0	A	B	B/A	b_0	A	B	B/A
0.5	6.019	7.820	1.299	0.5	10.295	10.467	1.017
1.0	3.009	3.910	1.230	1.0	5.147	5.234	1.017
1.5	1.944	2.669	1.373	1.5	3.366	3.555	1.056
2.0	1.173	2.287	1.950	2.0	2.188	3.002	1.372
2.5	0.486	2.282	4.693	2.5	1.175	2.977	2.534
				3.0	0.320	3.141	9.824

$N = 4$			
b_0	A	B	B/A
0.5	13.837	13.846	1.0006
1.0	6.918	6.923	1.0008
1.5	4.540	4.688	1.032
2.0	3.013	3.910	1.297
2.5	1.708	3.829	2.242
3.0	0.597	4.017	6.732

реального времени особенно хотелось бы избежать вычисления таких длинных интегралов. Конструкция, направленная на достижение этого, так называемый «*algorithme à trous*», из работы Холшнайдера и соавторов [98], использует интерполяционную технику (подробности я рекомендую найти в указанной работе). Здесь я предлагаю аналогичный пример (хотя он не «à trous»), позаимствовав кусочек из кратномасштабного анализа и ортонормированных базисов (к которым мы вскоре придем), т. е. введя дополнительную функцию φ . Главная идея состоит в следующем: предположим, что существует функция φ такая, что

$$\psi(x) = \sum_k d_k \varphi(x - k), \quad (3.3.27)$$

$$\varphi(x) = \sum_k c_k \varphi(2x - k), \quad (3.3.28)$$

в каждом случае число коэффициентов, отличных от нуля, может быть как угодно большим, но всегда конечным.¹¹ (Такие пары φ, ψ имеются в изобилии; один пример приведен ниже. «Algorithmes à trous» соответствует специальной φ , для которой $c_0 = 1$, остальные $c_{2n} = 0$.) Эта φ имеет интеграл, не равный нулю (а ψ имеет нулевой интеграл!), и мы нормируем φ так, чтобы $\int dx \varphi(x) = 1$. Даже если φ — не вейвлет, определим $\varphi_{m,n}(x) = 2^{-m/2} \varphi(2^{-m}x - n)$. Мы взяли $a_0 = 2$, $b_0 = 1$. Ясно, что

$$\langle f, \psi_{m,n} \rangle = \sum_k d_k \langle f, \varphi_{m,n+k} \rangle.$$

Проблема нахождения вейвлет-коэффициентов сведена к вычислению $\langle f, \varphi_{m,n} \rangle$ (их конечные комбинации дадут $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$). С другой стороны,

$$\langle f, \varphi_{m,n} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_k c_k \langle f, \varphi_{m-1,2n+k} \rangle,$$

тогда $\langle f, \varphi_{m,n} \rangle$ могут вычисляться рекурсивно, начиная с мелких масштабов (где они легко находятся) и переходя к крупным. Все делается с помощью простых финитных сверток.

Примером пары функций, удовлетворяющих (3.3.27), (3.3.28), является

$$\begin{aligned} \psi(x) &= N \left[-\frac{1}{2} \varphi(x+1) + \varphi(x) - \frac{1}{2} \varphi(x-1) \right], \\ \widehat{\varphi}(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-2i\xi} \left(\frac{e^{i\xi} - 1}{i\xi} \right)^4 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\sin \xi/2}{\xi/2} \right)^4, \end{aligned}$$

что соответствует

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{1}{6}(x+2)^3, & -2 \leq x \leq -1, \\ \frac{2}{3} - x^2(1+x/2), & -1 \leq x \leq 0, \\ \frac{2}{3} - x^2(1-x/2), & 0 \leq x \leq 1, \\ -\frac{1}{6}(x-2)^3, & 1 \leq x \leq 2, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Нормировочная константа N взята так, чтобы $\|\psi\| = 1$, $N = 6\sqrt{\frac{70}{1313}}$. На рисунке 3.5а приведены графики φ, ψ . Для сравнения на рисунке 3.5б

помещены гауссиан и его вторая производная. Ясно, что функция ψ удовлетворяет (3.3.27), где $d_0 = N$, $d_{\pm 1} = -N/2$, все остальные $d_k = 0$, в то время как

$$\widehat{\varphi}(2\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^4 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{2 \sin \xi/2 \cos \xi/2}{\xi} \right)^4 = (\cos \xi/2)^4 \widehat{\varphi}(\xi),$$

откуда

$$\varphi(x) = \frac{1}{8}\varphi(2x+2) + \frac{1}{2}\varphi(2x+1) + \frac{3}{4}\varphi(2x) + \frac{1}{2}\varphi(2x-1) + \frac{1}{8}\varphi(2x-2)$$

или $c_0 = \frac{3}{4}$, $c_{\pm 1} = \frac{1}{2}$, $c_{\pm 2} = \frac{1}{8}$, все остальные $c_k = 0$. Для такой ψ , $a_0 = 2$ и $b_0 = 1$, границами фрейма являются $A = 0.73178$, $B = 1.77107$, $B/A = 2.42022$. Для $a_0 = 2$, $b_0 = 0.5$ имеем $A = 2.33854$, $B = 2.66717$ и $B/A = 1.14053$ (использование $b_0 = 0.5$ означает, что рекурсивная формула, связывающая $\psi_{m,n}$ с $\varphi_{m,n}$ и $\varphi_{m,n}$ с $\varphi_{m-1,n}$, должна быть видоизменена, но это легко сделать). Здесь мы использовали только один голос. Конечно, можно выбрать несколько различных ψ^ν , соответствующих различным d_k^ν , что приведет к многоголосой схеме, близкой к жестким фреймам.

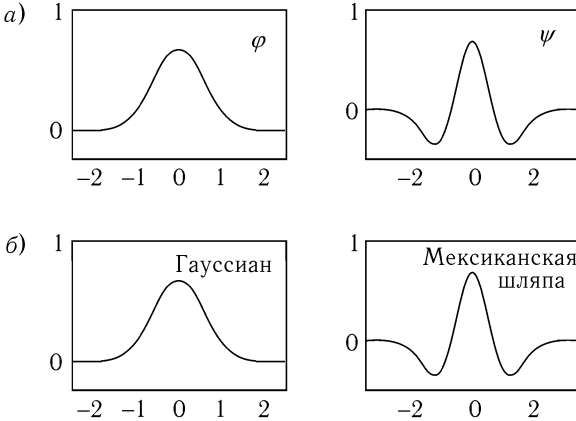


Рис. 3.5. Пример, который легко реализовать. Графики φ , ψ (а) в сравнении с гауссианом и его второй производной (б)

Этим завершим пункт, посвященный примерам. Другие примеры приведены Добеши в [54] (включая тот, для которого вместо (3.3.11), (3.3.12) следует использовать оценки (3.3.21), (3.3.22)). Конечно, можно построить много других примеров. Вейвлеты, использованные Малла и Жонгом в работе [136], являются еще одним примером того же типа, что приведен в последнем пункте. В качестве ψ они выбрали первую производную некоторой функции с ненулевым интегралом (так, чтобы $\int dx \psi(x) = 0$, но $\int dx x\psi(x) \neq 0$).

3.4. Фреймы для оконного преобразования Фурье

Оконное преобразование Фурье из главы 2 тоже можно дискретизировать. Естественной дискретизацией по ω, t для $g^{\omega, t}(x) = e^{i\omega x} g(x - t)$ является $\omega = m\omega_0, t = nt_0$, где $\omega_0, t_0 > 0$ — фиксированные, а m, n пробегает $\mathbb{Z}$. Тогда получим семейство

$$g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0)$$

с дискретными индексами. Мы снова ищем ответы на те же вопросы, что и в случае вейвлетов. Какими нужно выбрать g, ω_0, t_0 , чтобы можно было характеризовать функцию с помощью скалярных произведений $\langle f, g_{m,n} \rangle$? В каком случае возможно восстановить функцию f численно устойчивым методом по этим произведениям? Можно ли придумать эффективный алгоритм для записи f в виде линейной комбинации $g_{m,n}$? Ответы снова определяются теми же абстрактными рамками: численно устойчивое восстановление f по его коэффициентам

$$\langle f, g_{m,n} \rangle = \int dx f(x) e^{-im\omega_0 x} \overline{g(x - nt_0)}$$

возможно, только если $g_{m,n}$ образуют фрейм, т.е. если существуют такие $A > 0, B < \infty$, что

$$A \int dx |f(x)|^2 \leq \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 \leq B \int dx |f(x)|^2.$$

Если $g_{m,n}$ образуют фрейм, то любая функция $f \in L^2(\mathbb{R})$ может быть записана в виде

$$f = \sum_{m,n} \langle f, g_{m,n} \rangle \widetilde{g_{m,n}} = \sum_{m,n} \langle f, \widetilde{g_{m,n}} \rangle g_{m,n}, \quad (3.4.1)$$

где $\widetilde{g_{m,n}}$ — векторы из двойственного фрейма. Формула (3.4.1) отвечает на два вопроса: как восстановить f по $\langle f, g_{m,n} \rangle$ и как записать f в виде суперпозиции $g_{m,n}$. Детальный анализ фреймов оконных функций Фурье высвечивает некоторые особенности, не характерные для фреймов вейвлетов, имеющие место вследствие разницы в их построении.

3.4.1. Необходимое условие: достаточно высокая частотно-временная плотность

Рассуждения из доказательства теоремы 3.3.1 могут быть использованы для случая оконного преобразования Фурье (с очевидной модификацией) для получения оценок

$$A \leq \frac{2\pi}{\omega_0 t_0} \|g\|^2 \leq B, \quad (3.4.2)$$

справедливых для любого фрейма оконных функций Фурье, с границами A, B . При этом никакие дополнительные ограничения на g не накладываются (мы всегда предполагаем $g \in L^2(\mathbb{R})$). Из (3.4.2) следует, что граница любого жесткого фрейма равняется $2\pi(\omega_0 t_0)^{-1}$ (если мы выберем g с нормой, равной 1). В частности, если $g_{m,n}$ образуют ортонормированный базис, то $\omega_0 t_0 = 2\pi$.

Отсутствие каких-либо ограничений на g в неравенствах (3.4.2) похоже на отсутствие условия допустимости для непрерывного оконного преобразования Фурье (см. главу 2) и весьма отлично от требования $\int d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 < \infty$, накладываемого на материнский вейвлет, необходимого как для фреймов вейвлетов, так и для непрерывного вейвлет-преобразования. Другое отличие случая вейвлетов состоит в том, что шаги сдвига по времени t_0 и частоте ω_0 не могут быть произвольными: не существует оконных фреймов Фурье для пар ω_0, t_0 таких, что $\omega_0 t_0 > 2\pi$. И даже больше: если $\omega_0 t_0 > 2\pi$, то для любой $g \in L^2(\mathbb{R})$ соответствует $f \in L^2(\mathbb{R})$ ($f \neq 0$), ортогональная всем $g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0)$. В этом случае $g_{m,n}$ не образуют фрейма. Более того знания скалярных произведений $\langle f, g_{m,n} \rangle$ недостаточно, чтобы определить f . Таким образом, мы ограничимся $\omega_0 t_0 \leq 2\pi$. Для того чтобы иметь хорошую частотно-временную локализацию, мы даже должны взять $\omega_0 t_0 < 2\pi$. Заметим, что подобных ограничений не существует в случае вейвлетов! Мы вернемся к этим условиям в главе 4, где гораздо более подробно обсудим роль частотно-временной плотности в проти-

востоянии фреймов оконных функций Фурье и вейвлет-фреймов. До той же поры отложим и доказательство необходимости условия $\omega_0 t_0 < 2\pi$.

3.4.2. Достаточное условие и оценки для границ фрейма

Даже если $\omega_0 t_0 \leq 2\pi$, то $g_{m,n}$ не обязательно образуют фрейм. Простым контрпримером является $g(x) = 1$ для $0 \leq x \leq 1$, 0 в противном случае. Тогда любая f , определенная на $[1, t_0]$, ортогональна всем $g_{m,n}$, хотя значение ω_0 выбрано малым. В этом примере $\text{ess inf}_x \sum_n |g(x - nt_0)|^2 = 0$. По этой причине $g_{m,n}$ не могут быть фреймом. (Нечто подобное происходит в случае вейвлетов, см. § 3.3.)

Вычисления, полностью сходные с проведенными для вейвлетов, показывают, что

$$\begin{aligned} \inf_{\substack{f \in \mathcal{H} \\ f \neq 0}} \|f\|^{-2} \sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 &\geq \\ &\geq \frac{2\pi}{\omega_0} \left\{ \inf_x \sum_n |g(x - nt_0)|^2 - \sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{\omega_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{\omega_0} k\right) \right]^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

$$\begin{aligned} \sup_{\substack{f \in \mathcal{H} \\ f \neq 0}} \|f\|^{-2} \sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 &\leq \\ &\leq \frac{2\pi}{\omega_0} \left\{ \sup_x \sum_n |g(x - nt_0)|^2 + \sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{\omega_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{\omega_0} k\right) \right]^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (3.4.4)$$

где β определяется формулой

$$\beta(s) = \sup_x \sum_n |g(x - nt_0)| |g(x - nt_0 + s)|.$$

Так же, как и в случае вейвлетов, достаточно быстрое убывание g ведет к убыванию β . Тогда, выбрав ω_0 достаточно малым, можно сделать второй член в правых частях (3.4.3), (3.4.4) произвольно малым. Если ряд $\sum_n |g(x - nt_0)|^2$ ограничен, причем снизу ограничен строго положительной константой (нули g не «вступают в заговор»), то $g_{m,n}$ образуют фрейм при достаточно малых ω_0 с границами, данными неравенствами (3.4.3), (3.4.4). Точнее, мы имеем следующее предложение.

Предложение 3.4.1. Если g, t_0 такие, что

$$\inf_{0 \leq x \leq t_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |g(x - nt_0)|^2 > 0, \quad (3.4.5)$$

$$\sup_{0 \leq x \leq t_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |g(x - nt_0)|^2 < \infty,$$

и если $\beta(s) = \sup_{0 \leq x \leq t_0} \sum_n |g(x - nt_0)| |g(x - nt_0 + s)|$ убывает по крайней мере со скоростью $(1 + |s|)^{-(1+\varepsilon)}$, где $\varepsilon > 0$, тогда существует такое $(\omega_0)_{\text{пор}} > 0$, что $g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0)$ образуют фрейм для любого $\omega_0 < (\omega_0)_{\text{пор}}$, а правые части (3.4.3), (3.4.4) являются его границами.

Условия на β и (3.4.5) выполняются, если, например, $|g(x)| \leq C(1 + |x|)^{-\gamma}$, где $\gamma > 1$.

Замечание. В случае оконного преобразования Фурье наблюдается симметрия под действием преобразования Фурье, отсутствующая в случае вейвлетов. Имеем

$$(g_{m,n})^\wedge(\xi) = e^{-int_0\xi} \widehat{g}(\xi - m\omega_0),$$

что влечет выполнение (3.4.3), (3.4.4), даже если мы заменим g, ω_0, t_0 на $\widehat{g}, t_0, \omega_0$ соответственно повсюду в правых частях (включая определение β). С использованием этого замечания мы можем вычислить две оценки на A и B и взять наибольшую для A и наименьшую для B . $\square$

3.4.3. Двойственный фрейм

Двойственный фрейм снова определяется формулой

$$\widetilde{g_{m,n}} = (F^*F)^{-1} g_{m,n},$$

где F^*F теперь определен так: $(F^*F)f = \sum_{m,n} \langle f, g_{m,n} \rangle g_{m,n}$. В этом случае легко проверить, что F^*F перестановочен со сдвигами по t_0 и с умножениями на $e^{i\omega_0 x}$, т.е. если обозначить $(Tf)(x) = f(x - t_0)$, $(Ef)(x) = e^{i\omega_0 x} f(x)$, то выполняется следующее

$$F^*F T = T F^*F, \quad F^*F E = E F^*F.$$

Следовательно, $(F^*F)^{-1}$ также перестановочен с E и T , так что

$$\widetilde{g_{m,n}} = (F^*F)^{-1} E^m T^n g = E^m T^n (F^*F)^{-1} g$$

или

$$\widetilde{g_{m,n}}(x) = e^{im\omega_0 x} \widetilde{g}(x - nt_0) = \widetilde{g}_{m,n}(x),$$

где $\widetilde{g} = (F^*F)^{-1}g$. В отличие от общего случая вейвлетов, двойственный фрейм *всегда* порожден одной функцией $\widetilde{g}$. Это означает, что для случая оконного преобразования Фурье не важно, чтобы фрейм был близким жесткому фрейму: если $B/A - 1$ не является пренебрежимо малой величиной, $\widetilde{g}$ вычисляется с большой точностью раз и навсегда, и работа ведется с двумя двойственными фреймами.

3.4.4. Примеры

А. Жесткие фреймы с носителем, компактным во времени или пространстве. Следующая конструкция Добеши, Гроссмана и Мейера из [63], аналогичная примеру из § 3.3.5.А, приводит к жестким оконным фреймам Фурье с произвольно высокой регулярностью при условии $\omega_0 t_0 < 2\pi$. Если $\text{supp } g \subset \left[-\frac{\pi}{\omega_0}, \frac{\pi}{\omega_0}\right]$, то

$$\begin{aligned} \sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 &= \\ &= \sum_{m,n} \left| \int_0^{2\pi/\omega_0} dx e^{im\omega_0 x} \sum_{l \in \mathbb{Z}} f\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0}\right) \overline{g\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0} - nt_0\right)} \right|^2 = \\ &= \frac{2\pi}{\omega_0} \sum_n \int_0^{2\pi/\omega_0} dx \left| \sum_{l \in \mathbb{Z}} f\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0}\right) g\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0} - nt_0\right) \right|^2 = \\ &= \frac{2\pi}{\omega_0} \sum_{n,l} \int_0^{2\pi/\omega_0} dx \left| f\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0}\right) \right|^2 \left| g\left(x + l\frac{2\pi}{\omega_0} - nt_0\right) \right|^2. \end{aligned}$$

Здесь мы воспользовались тем, что ввиду свойств носителя g , для каждого n свой вклад вносит не более чем одно значение l .

Следовательно,

$$\sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 = \frac{2\pi}{\omega_0} \int dx |f(x)|^2 \sum_n |g(x - nt_0)|^2,$$

и фрейм является жестким тогда и только тогда, когда $\sum_n |g(x - nt_0)|^2 = \text{const}$. Например, если $\omega_0 t_0 \geq \pi$, то мы снова можем начать с функции ν из C^k или C^∞ , удовлетворяющей (3.3.25), и определить

$$g(x) = t_0^{-1/2} \begin{cases} \sin \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\pi + \omega_0 x}{2\pi - \omega_0 t_0} \right) \right], & -\frac{\pi}{\omega_0} \leq x \leq \frac{\pi}{\omega_0} - t_0, \\ 1, & \frac{\pi}{\omega_0} - t_0 \leq x \leq -\frac{\pi}{\omega_0} + t_0, \\ \cos \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\pi - \omega_0 x}{2\pi - \omega_0 t_0} \right) \right], & -\frac{\pi}{\omega_0} + t_0 \leq x \leq \frac{\pi}{\omega_0}, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Тогда g принадлежит C^k или C^∞ (в зависимости от выбора ν), имеет компактный носитель, $\|g\| = 1$, а $g_{m,n}$ образуют жесткий фрейм с границей $2\pi(\omega_0 t_0)^{-1}$ (как следует из (3.4.2)). Если $\omega_0 t_0 < \pi$, то эта конструкция может быть легко видоизменена. Эта конструкция приводит к жесткому фрейму с финитной g . Взяв ее преобразование Фурье, мы получаем фрейм, для которого оконная функция имеет финитное преобразование Фурье.¹²

Б. Гауссиан. В этом случае $g(x) = \pi^{-1/4} e^{-x^2/2}$. Дискретные семейства оконных функций Фурье, начиная с гауссиана, широко обсуждались в литературе по многим причинам. Габор [84] предложил использовать их для нужд средств связи (он предложил $\omega_0 t_0 = 2\pi$, однако, как будет видно ниже, это не подходящий выбор). Ввиду значимости «канонических когерентных состояний» в квантовой механике (см. Клаудер и Скагерстам [111]), они представляют интерес для физиков. Связь между гауссовыми когерентными состояниями и пространствами Баргмана целых функций позволяет переписать результаты, касающиеся $g_{m,n}$, в терминах свойств пространства Баргмана. Используя эту связь с целыми функциями, Баргман и др. в [14] и независимо от них Переломов в [154] доказали, что $L^2(\mathbb{R})$ натянуто на $g_{m,n}$ тогда и только тогда, когда $\omega_0 t_0 \leq 2\pi$. В [11] Багри, Гроссман и Зак использовали другую технику и показали, что если $\omega_0 t_0 = 2\pi$, то

$$\inf_{\substack{f \in \mathcal{H} \\ f \neq 0}} \|f\|^{-2} \sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 = 0,$$

хотя $g_{m,n}$ являются «полным» семейством в том смысле, что $L^2(\mathbb{R})$ натянуто на него.¹³ (Мы увидим в главе 4, что это является прямым

следствием выбора $\omega_0 t_0 = 2\pi$ и регулярности g и $\widehat{g}$.) Таким образом, это служит примером такого семейства $g_{m,n}$, для которого достаточно знать значения $\langle f, g_{m,n} \rangle$, чтобы характеризовать функцию f (при условии, что если $\langle f_1, g_{m,n} \rangle = \langle f_2, g_{m,n} \rangle$ для всех m, n , то $f_1 = f_2$). Однако для него не существует численно устойчивой формулы восстановления f по $\langle f, g_{m,n} \rangle$. В [15], [16] Бастианс построил такую двойственную функцию $\widetilde{g}$, что

$$f = \sum_{m,n} \langle f, g_{m,n} \rangle \widetilde{g}_{m,n}, \quad (3.4.6)$$

где $\widetilde{g}_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} \widetilde{g}(x - nt_0)$, однако сходимость в (3.4.6) имеет место только в очень слабом смысле (в смысле распределений см. [103], [104]), а даже не в слабом L^2 -смысле. Фактически сама $\widetilde{g}$ не принадлежит $L^2(\mathbb{R})$.

Итак, случай $\omega_0 t_0 = 2\pi$ абсолютно понятен. Что происходит, если $\omega_0 t_0 < 2\pi$? В таблице 3.3 приведены значения границ фрейма A , B и отношения B/A для различных значений $\omega_0 t_0$, вычисленные по формулам (3.4.3), (3.4.4) и аналогичным формулам с использованием $\widehat{g}$. Мы обнаруживаем, что $g_{m,n}$ действительно образуют фрейм, даже при $\omega_0 t_0 / (2\pi) = 0.95$, хотя отношение B/A становится очень большим, близким «критической» плотности. Оказывается, когда $\omega_0 t_0 / (2\pi) = 1/N$, $N \in \mathbb{N}$, $N > 1$, границы фрейма могут быть также вычислены с помощью другой техники, которая дает точные значения (с точностью до ошибки вычисления) вместо нижней и, соответственно, верхней границ для A , B .¹⁴ В таблице 3.3 эти точные значения приведены для $\omega_0 t_0 / (2\pi) = \frac{1}{4}$ и $\frac{1}{2}$. Удивительно, насколько близкими являются наши границы для A и B (которые, помимо прочего, получены с помощью неравенства Коши–Шварца и, таким образом, должны быть достаточно грубыми) и точные значения. Подставляя эти значения вместо A и B в аппроксимационную схему, данную в конце § 3.2, мы можем вычислить $\widetilde{g}$ для разных значений ω_0 , t_0 . На рисунке 3.6 представлены графики $\widetilde{g}$ в частном случае, когда $\omega_0 = t_0 = (\lambda 2\pi)^{1/2}$, где λ принимает значения 0.25, 0.375, 0.5, 0.75, 0.95 и 1. Функция Бастианса $\widetilde{g}$, соответствующая $\lambda = 1$ (нижний правый график на рисунке 3.6), должна вычисляться по-другому, поскольку $A = 0$ при $\lambda = 1$. Для маленьких λ фрейм очень близок к жесткому, а сама $\widetilde{g}$ близка g , что иллюстрируется почти гауссовым профилем $\widetilde{g}$ при $\lambda = 0.25$. С ростом λ фрейм одновременно становится менее избыточным (что отражает растущий

Таблица 3.3

Значения границ фреймов A , B и отношения B/A для случая $g(x) = \pi^{-1/4} \exp(-x^2/2)$ и различных значений ω_0 , t_0 . При $\omega_0 t_0 = \pi/2$ и π можно вычислить точные значения с помощью преобразования Зака (см. Добеши и Гроссман, [56])

$\omega_0 t_0 = \pi/2$					
t_0	A	$A_{\text{точное}}$	B	$B_{\text{точное}}$	B/A
0.5	1.203	1.221	7.091	7.091	5.896
1.0	3.853	3.854	4.147	4.147	1.076
1.5	3.899	3.899	4.101	4.101	1.052
2.0	3.322	3.322	4.679	4.679	1.408
2.5	2.365	2.365	5.664	5.664	2.395
3.0	1.427	1.427	6.772	6.772	4.745

$\omega_0 t_0 = 3\pi/4$				$\omega_0 t_0 = \pi$					
t_0	A	B	B/A	t_0	A	$A_{\text{точное}}$	B	$B_{\text{точное}}$	B/A
1.0	1.769	3.573	2.019	1.0	0.601	0.601	3.546	3.546	5.901
1.5	2.500	2.833	1.133	1.5	1.519	1.540	2.482	2.482	1.635
2.0	2.210	3.124	1.414	2.0	1.575	1.600	2.425	2.425	1.539
2.5	1.577	3.776	2.395	2.5	1.172	1.178	2.843	2.843	2.426
3.0	0.951	4.515	4.745	3.0	0.713	0.713	3.387	3.387	4.752

$\omega_0 t_0 = 3\pi/2$			
t_0	A	B	B/A
1.0	0.027	3.545	130.583
1.5	0.342	2.422	7.082
2.0	0.582	2.089	3.592
2.5	0.554	2.123	3.834
3.0	0.393	2.340	5.953
3.5	0.224	2.656	11.880
4.0	0.105	3.014	28.618

$\omega_0 t_0 = 1.9\pi$			
t_0	A	B	B/A
1.5	0.031	2.921	92.935
2.0	0.082	2.074	25.412
2.5	0.092	2.021	22.004
3.0	0.081	2.077	25.668
3.5	0.055	2.218	40.455
4.0	0.031	2.432	79.558

максимум амплитуды $\tilde{g}$) и менее жестким, заставляя $\tilde{g}$ все больше и больше отклоняться от гауссиана. Поскольку g , и $\hat{g}$ убывают быстрее, чем экспонента, легко получить, исходя из представления $\tilde{g}$ в виде сходящегося ряда (см. § 3.2), что $\tilde{g}$ и $\hat{\tilde{g}}$ имеют также экспоненциальное

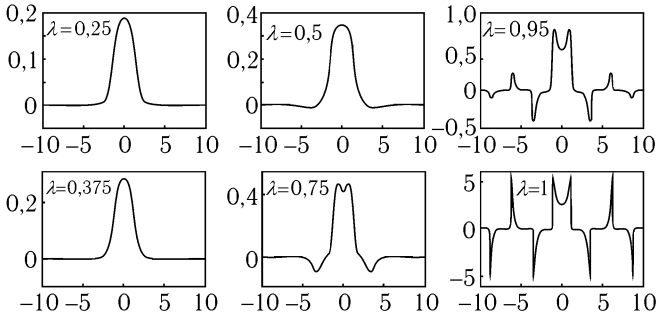


Рис. 3.6. Функция $\tilde{g}$ двойственного фрейма для гауссиана g и $\omega_0 = t_0 = (2\pi\lambda)^{1/2}$, где $\lambda = 0.25, 0.375, 0.5, 0.75, 0.95$ и 1 . С ростом λ функция $\tilde{g}$ все больше и больше отклоняется от гауссиана (отражая возрастание B/A), ее амплитуда также растет (поскольку убывает $A+B$). При $\lambda = 1$ $\tilde{g}$ более не является интегрируемой с квадратом

убывание, если $A > 0$. Следовательно, $\tilde{g}_{m,n}$ имеют хорошие свойства частотно-временной локализации для всех значений $\lambda < 1$ на рисунке 3.6. При этом поражает, как $\tilde{g}$ стремится к патологической функции Бастианса $\tilde{g}$ с ростом λ . При $\lambda = 1$ свойства частотно-временной локализации перестают выполняться. Ряд графиков на рисунке 3.6 позволяет выдвинуть гипотезу, впервые сформулированную Добеши и Гроссманом в [56], что по крайней мере для гауссиана g семейство $g_{m,n}$ является фреймом, каково бы ни было значение $\omega_0 t_0 < 2\pi$. В [54] Добеши показывает, что это в самом деле имеет место при $\omega_0 t_0 / (2\pi) < 0.996$. Эта гипотеза была доказана с использованием методов целых функций Любарски [131] и независимо Сейпом и Волстеном [161].

Конечно, существует много других возможных популярных кандидатов на роль оконной функции, но на этом мы завершим свой список примеров и вернемся к вейвлетам.

3.5. Частотно-временная локализация

Одной из главных причин изучения вейвлет-преобразования (или оконного преобразования Фурье) явилась возможность с их помощью получить частотно-временную картинку с хорошими (можно надеяться) свойствами локализации по обоим переменным. Несколько раз мы

утверждали, что если ψ сама хорошо локализована по времени и частоте, то фрейм, порожденный ψ , наследует это свойство. В этом пункте мы хотим сделать это расплывчатое заявление более четким.

Из соображений удобства предположим $|\psi|$ и $|\widehat{\psi}|$ симметричными (это выполняется, если, например, ψ — вещественна и симметрична. Хорошим примером является функция мексиканская шляпа).¹⁶ Тогда ψ сосредоточена около 0 по времени и $\pm\xi_0$ по частоте (где, например,

$$\xi_0 = \int_0^\infty d\xi \xi |\widehat{\psi}(\xi)|^2 / [\int_0^\infty d\xi |\widehat{\psi}(\xi)|^2]).$$

Если ψ хорошо локализована по времени и частоте, то $\psi_{m,n}$ тоже будут хорошо локализованы вокруг $a_0^m n b_0$ по времени и вокруг $\pm a_0^{-m} \xi_0$ по частоте. Говоря интуитивно, тогда $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ представляют «информационное содержание» f в окрестности времени $a_0^m n b_0$ и частот $\pm a_0^{-m} \xi_0$. Если сама f «существенно локализована» на двух прямоугольниках в пространстве время–частота, что означает для некоторых $0 < \Omega_0 < \Omega_1 < \infty$, $0 < T < \infty$ выполнение оценок

$$\int_{\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \geq (1 - \delta) \|f\|^2, \quad (3.5.1)$$

$$\int_{|x| \leq T} dx |f(x)|^2 \geq (1 - \delta) \|f\|^2, \quad (3.5.2)$$

где δ — некоторое малое число, то интуитивно кажется, что для восстановления f с хорошей точностью необходимы лишь те $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$, соответствующие m, n , для которых $(a_0^m n b_0, \pm a_0^{-m} \xi_0)$ лежат внутри или близко к $[-T, T] \times [-\Omega_1, -\Omega_0] \cup [\Omega_0, \Omega_1]$. В следующей теореме утверждается, что это и в самом деле так, и этим подтверждается наше интуитивное предположение.

Теорема 3.5.1. *Предположим, что $\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m} x - n b_0)$ образуют фрейм с границами A, B и что выполняются оценки*

$$|\psi(x)| \leq C(1 + x^2)^{-\alpha/2}, \quad |\widehat{\psi}(\xi)| \leq C|\xi|^\beta (1 + \xi^2)^{-(\beta+\gamma)/2} \quad (3.5.3)$$

для некоторых $\alpha > 1$, $\beta > 0$, $\gamma > 1$. Тогда для любого $\varepsilon > 0$ существует конечное множество $B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T) \subset \mathbb{Z}^2$ такое, что для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$

$$\begin{aligned}
& \left\| f - \sum_{(m,n) \in B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T)} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \widetilde{\psi_{m,n}} \right\| \leq \\
& \leq \sqrt{\frac{B}{A}} \left[\left(\int_{\substack{|\xi| < \Omega_0 \\ \text{или } |\xi| > \Omega_1}} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \right)^{1/2} + \left(\int_{|x| > T} dx |f(x)|^2 \right)^{1/2} + \varepsilon \|f\| \right].
\end{aligned} \tag{3.5.4}$$

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Если f удовлетворяет условиям (3.5.1) и (3.5.2), то первые два члена из правой части (3.5.3) ограничены $2\delta \sqrt{\frac{B}{A}} \|f\|$. Выбор $\varepsilon = \delta$ приводит к $\|f - \sum_{m,n \in B_\varepsilon} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \widetilde{\psi_{m,n}}\| = O(\delta)$.

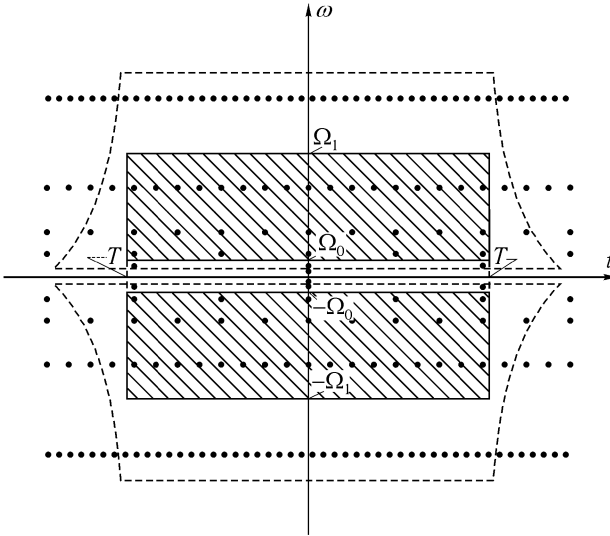


Рис. 3.7. Множество точек вейвлет-решетки $B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T)$, необходимое для приближенного восстановления f , если f главным образом локализована на $[-T, T]$ по времени и на $[-\Omega_1, -\Omega_0] \cup [\Omega_0, \Omega_1]$ по частоте

2. Если $\varepsilon \rightarrow 0$, то $\# B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T) \rightarrow \infty$ (см. доказательство ниже): абсолютная точность достигается, если используется бесконечно много $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$. $\square$

Рисунок 3.7 схематически изображает множество $B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T)$ для одного частного значения ε . Из доказательства будет видно, как мы получили такую фигуру.

Доказательство.

1. Определим множество B_ε следующим образом:

$$B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T) = \{(m, n) \in \mathbb{Z}^2; m_0 \leq m \leq m_1, |nb_0| \leq a_0^{-m}T + t\},$$

где m_0 , m_1 и t , определенные ниже, зависят от Ω_0 , Ω_1 , T и ε . Точки $(a_0^m nb_0, \pm a_0^{-m} \xi_0)$, соответствующие (m, n) из такого множества, на самом деле заполняют фигуру, подобную рисунку 3.7.

$$\begin{aligned} 2. \left\| f - \sum_{(m,n) \in B_\varepsilon} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \widetilde{\psi_{m,n}} \right\| = \\ = \sup_{\|h\|=1} \left| \langle f, h \rangle - \sum_{(m,n) \in B_\varepsilon} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \langle \widetilde{\psi_{m,n}}, h \rangle \right| = \\ = \sup_{\|h\|=1} \left| \sum_{(m,n) \notin B_\varepsilon} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \langle \widetilde{\psi_{m,n}}, h \rangle \right| \leq \\ \leq \sup_{\|h\|=1} \sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} [|\langle P_{\Omega_0, \Omega_1} f, \psi_{m,n} \rangle| + \\ + |\langle (1 - P_{\Omega_0, \Omega_1}) f, \psi_{m,n} \rangle|] |\langle \widetilde{\psi_{m,n}}, h \rangle| + \\ + \sup_{\|h\|=1} \sum_{m_0 \leq m \leq m_1} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m}T + t} [|\langle Q_T f, \psi_{m,n} \rangle| + \\ + |\langle (1 - Q_T) f, \psi_{m,n} \rangle|] |\langle \widetilde{\psi_{m,n}}, h \rangle|, \quad (3.5.5) \end{aligned}$$

где мы ввели $(Q_T f)(x) = f(x)$ для $|x| \leq T$, $(Q_T f)(x) = 0$ в противном случае, и $(P_{\Omega_0, \Omega_1} f)^\wedge(\xi) = \widehat{f}(\xi)$, если $\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1$, $(P_{\Omega_0, \Omega_1} f)^\wedge(\xi) = 0$ в противном случае. Поскольку $\widetilde{\psi_{m,n}}$ образуют фрейм с границами B^{-1} , A^{-1} , мы имеем

$$\sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} [|\langle (1 - P_{\Omega_0, \Omega_1}) f, \psi_{m,n} \rangle| |\langle \widetilde{\psi_{m,n}}, h \rangle| \leq$$

$$\begin{aligned}
&\leq \left(\sum_{m,n} |\langle (1 - P_{\Omega_0, \Omega_1})f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \right)^{1/2} \left(\sum_{m,n} |\langle \widetilde{\psi}_{m,n}, h \rangle|^2 \right)^{1/2} \leq \\
&\leq B^{1/2} \|(1 - P_{\Omega_0, \Omega_1})f\| A^{-1/2} \|h\| = \sqrt{\frac{B}{A}} \left[\int_{\substack{|\xi| < \Omega_0 \\ \text{или } |\xi| > \Omega_1}} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \right]^{1/2}
\end{aligned}$$

(потому что $\|h\| = 1$). Аналогично,

$$\begin{aligned}
&\sup_{\|h\|=1} \sum_{m_0 \leq m \leq m_1} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m} T + t} |\langle (1 - Q_T)f, \psi_{m,n} \rangle| |\langle \widetilde{\psi}_{m,n}, h \rangle| \leq \\
&\leq \sqrt{\frac{B}{A}} \left[\int_{|x| > T} dx |f(x)|^2 \right]^{1/2}.
\end{aligned}$$

Осталось проверить, что два других члена из (3.5.5) могут быть ограничены с помощью $\sqrt{\frac{B}{A}} \varepsilon \|f\|$.

3. С помощью того же «приема» Коши–Шварца мы сведем оставшиеся два члена из (3.5.5) к

$$\begin{aligned}
&A^{-1/2} \left\{ \left[\sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\langle P_{\Omega_0, \Omega_1} f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \right]^{1/2} + \right. \\
&\quad \left. + \left[\sum_{m_0 \leq m \leq m_1} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m} T + t} |\langle Q_T f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.5.6)
\end{aligned}$$

Таким образом, достаточно показать, что для подходящих m_0, m_1, t каждое из выражений в квадратных скобках меньше, чем $B\varepsilon^2 \|f\|^2/4$.

4. С первым членом из (3.5.6) мы справимся, используя технику из доказательства предложения 3.3.2:

$$\begin{aligned}
&\sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\langle P_{\Omega_0, \Omega_1} f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq \\
&\leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \int_{\substack{\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1 \\ \Omega_0 \leq |\xi - 2\pi l a_0^{-m} b_0^{-1}| \leq \Omega_1}} d\xi |\widehat{f}(\xi)| \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left| \widehat{f}\left(\xi - \frac{2\pi}{b_0} l a_0^{-m}\right) \right| \left| \widehat{\psi}(a_0^m \xi) \right| \left| \widehat{\psi}\left(a_0^m \xi - \frac{2\pi}{b_0} l\right) \right| \leq \\
& \leq \frac{2\pi}{b_0} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \left[\int_{\substack{\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1 \\ \Omega_0 \leq |\xi - 2\pi l a_0^{-m} b_0^{-1}| \leq \Omega_1}} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \times \right. \\
& \times \sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \left| \widehat{\psi}(a_0^m \xi) \right|^{2-\lambda} \left| \widehat{\psi}\left(a_0^m \xi - \frac{2\pi}{b_0} l\right) \right|^\lambda \Big]^{1/2} \times \\
& \times \left[\int_{\substack{\Omega_0 \leq |\zeta| \leq \Omega_1 \\ \Omega_0 \leq |\zeta + 2\pi l a_0^{-m} b_0^{-1}| \leq \Omega_1}} d\zeta |\widehat{f}(\zeta)|^2 \times \right. \\
& \times \sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \left| \widehat{\psi}\left(a_0^m \zeta + \frac{2\pi}{b_0} l\right) \right|^\lambda \left| \widehat{\psi}(a_0^m \zeta) \right|^{2-\lambda} \Big]^{1/2}, \quad (3.5.7)
\end{aligned}$$

где $0 < \lambda < 1$ выбирается ниже. Поскольку выражение $[1 + (u-s)^2]^{-1}(1 + s^2)[1 + (u+s)^2]^{-1}$ ограничено равномерно по u и s , мы имеем

$$\begin{aligned}
& \left| \widehat{\psi}(a_0^m \xi) \right| \left| \widehat{\psi}\left(a_0^m \xi - \frac{2\pi}{b_0} l\right) \right| \leq \\
& \leq C[1 + (a_0^m \xi)^2]^{-\gamma/2} \left[1 + \left(a_0^m \xi - \frac{2\pi}{b_0} l\right)^2 \right]^{-\gamma/2} \leq C_1(1 + l^2)^{-\gamma/2}.
\end{aligned}$$

Подставляя эту оценку в (3.5.7), находим

$$(3.5.7) \leq \frac{2\pi}{b_0} C_2 \|P_{\Omega_0, \Omega_1} f\|^2 \cdot \sum_{l \in \mathbb{Z}} (1 + l^2)^{-\gamma\lambda/2} \sup_{\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1} \sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \left| \widehat{\psi}(a_0^m \xi) \right|^{2-\lambda}. \quad (3.5.8)$$

Сумма по l сходится, если $\gamma\lambda > 1$, т.е. если $\lambda > 1/\gamma$. Например, мы можем выбрать $\lambda = \frac{1}{2}(1 + \gamma^{-1})$. С другой стороны, для $\Omega_0 \leq |\xi| \leq \Omega_1$ получим

$$\begin{aligned}
\sum_{m > m_1} \left| \widehat{\psi}(a_0^m \xi) \right|^{2(1-\lambda)} & \leq C_3 \sum_{m > m_1} (1 + a_0^{2m} \Omega_0^2)^{-\gamma(1-\lambda)} \leq \\
& \leq C_4 \Omega_0^{-2\gamma(1-\lambda)} a_0^{-2m_1\gamma(1-\lambda)} \quad (3.5.9)
\end{aligned}$$

и

$$\sum_{m < m_0} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^{2(1-\lambda)} \leq C_5 \sum_{m < m_0} (a_0^m \Omega_1)^{2\beta(1-\lambda)} \leq C_6 \Omega_1^{2\beta(1-\lambda)} a_0^{2m_0\beta(1-\lambda)}. \quad (3.5.10)$$

Во всех этих оценках постоянные C_j , возможно, зависят от a_0 , b_0 , λ , β и γ , но не от Ω_0 , Ω_1 , m_0 и m_1 . Подставляя эту оценку с $\lambda = \frac{1}{2}(1 + \gamma^{-1})$ в (3.5.8), приходим к

$$(3.5.8) \leq C_7 \|f\|^2 [(\Omega_0 a_0^{m_1})^{-(\gamma-1)} + (a_0^{m_0} \Omega_1)^{\beta(\gamma-1)/\gamma}].$$

Если $m_1 \geq (\ln a_0)^{-1}[(\gamma-1)^{-1} \ln(4C_7/B\varepsilon^2) - \ln \Omega_0]$ и $m_0 \leq (\ln a_0)^{-1}[\gamma\beta^{-1} \times (\gamma-1)^{-1} \ln(B\varepsilon^2/4C_7) - \ln \Omega_1]$, то получаем искомое:

$$\sum_{\substack{m < m_0 \\ \text{или } m > m_1}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\langle P_{\Omega_0, \Omega_1} f, \psi_{m,n} \rangle|^2 \leq B \frac{\varepsilon^2}{4} \|f\|^2.$$

5. Со вторым членом из (3.5.6) дело обстоит проще. Имеем

$$\begin{aligned} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m}T+t} |\langle Q_T f, \psi_{m,n} \rangle|^2 &\leq \sum_{|nb_0| > a_0^{-m}T+t} \|f\|^2 \|Q_T \psi_{m,n}\|^2 \leq \\ &\leq \|f\|^2 \int_{|x| \leq T} dx a_0^{-m} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m}T+t} |\psi(a_0^m x - nb_0)|^2. \end{aligned}$$

Суммирование по n разбивается на две части, $n > b_0^{-1}(a_0^{-m}T + t)$ и $n < -b_0^{-1}(a_0^{-m}T + t)$. Пусть n_1 будет наименьшим целым значением, превосходящим $b_0^{-1}(a_0^{-m}T + t)$. Тогда

$$\begin{aligned} a_0^{-m} \int_{|x| \leq T} dx \sum_{nb_0 > a_0^{-m}T+t} |\psi(a_0^m x - nb_0)|^2 &\leq \\ &\leq a_0^{-m} \int_{|x| \leq T} dx \sum_{n=n_1}^{\infty} C_8 \{1 + [t + (n - n_1)b_0 + a_0^{-m}(T - x)]^2\}^{-\alpha} \leq \\ (\text{так как } |a_0^m x - nb_0| = nb_0 - a_0^{-m}x &\geq (n - n_1)b_0 + t + a_0^{-m}(T - x)) \\ &\leq C_9 \sum_{l=0}^{\infty} [1 + (t + lb_0)^2]^{-\alpha} \leq C_{10} t^{-2\alpha}. \end{aligned}$$

С суммой по $n < -b_0(a_0^{-m}T + t)$ поступаем так же. Следовательно,

$$\sum_{m_0 \leq m \leq m_1} \sum_{|nb_0| > a_0^{-m}T+t} | \langle Q_T f, \psi_{m,n} \rangle |^2 \leq 2(m_1 - m_0 + 1) C_{10} t^{-2\alpha} \|f\|^2,$$

что можно сделать меньше, чем $B \varepsilon^2 \|f\|^2 / 4$, выбрав

$$t \geq [8(m_1 - m_0 + 1) C_{10} B^{-1} \varepsilon^{-2}]^{1/2\alpha}.$$

Этим завершается доказательство. ■

Оценки для m_0, m_1, t , следующие из этого доказательства, являются очень грубыми. На практике можно получить гораздо менее грубые значения, если $\psi, \hat{\psi}$ убывают быстрее, чем было заявлено в теореме (см. Добеши [54], стр. 996).

Для последующего использования оценим $\# B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T)$ как функцию Ω_0, Ω_1, T и ε . Находим

$$\begin{aligned} \# B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T) &\simeq \sum_{m=m_0}^{m_1} 2b_0^{-1}(a_0^{-m}T + t) = \\ &= 2b_0^{-1}T \frac{a_0^{-m_0+1} - a_0^{-m_1}}{a_0 - 1} + 2b_0^{-1}(m_1 - m_0 + 1)t \simeq \\ &\simeq 2T C_{11} b_0^{-1} (a_0 - 1)^{-1} \varepsilon^{2/(\gamma-1)} (\Omega_1 - \Omega_0) + \\ &+ 2\varepsilon^{-1/\alpha} b_0^{-1} (\ln a_0)^{-(2\alpha+1)/2\alpha} C_{12} [C_{13} + \ln \Omega_1 - \ln \Omega_0]^{(2\alpha+1)/2\alpha}. \end{aligned}$$

С другой стороны, площадь частотно-временной области $[-T, T] \times \times ([-\Omega_1, -\Omega_0] \cup [\Omega_0, \Omega_1])$ равна $4T(\Omega_1 - \Omega_0)$. Если $\Omega_0 \rightarrow 0$ и $T, \Omega_1 \rightarrow \infty$, то получаем

$$\lim \frac{\# B_\varepsilon(\Omega_0, \Omega_1; T)}{4T(\Omega_1 - \Omega_0)} = \frac{1}{2} C_{11} b_0^{-1} (a_0 - 1)^{-1} \varepsilon^{2/(\gamma-1)}, \quad (3.5.11)$$

что не является независимым от ε . Мы вернемся к этому в главе 4.

Теорема 3.5.1 говорит, что фрейм, образованный функцией ψ , разумно убывающей по времени и по частоте, на самом деле демонстрирует свойства частотно-временной локализации, по крайней мере, по отношению к частотно-временным множествам вида $[-T, T] \times ([-\Omega_1, -\Omega_0] \cup [\Omega_0, \Omega_1])$. На практике интерес представляет локализация на многих

других множествах. Например, чирп-сигнал* интуитивно соответствует диагональной области (возможно, искривленной) на частотно-временной плоскости, и его восстановление могло бы быть возможным с использованием лишь таких $\psi_{m,n}$, для которых $(a_0^m n b_0, \pm a_0^{-m} \xi_0)$ лежит в этой или близкой к ней области. Так оно и происходит на практике (для чирпов и многих других сигналов). Труднее сформулировать это в виде точной теоремы, в основном, потому что необходимо прийти к соглашению относительно формализации значения «локализация» на описанном частотно-временном множестве, когда это множество не является объединением прямоугольников, как в теореме 3.5.1. Если мы выберем интерпретацию в терминах операторов L_S , определенных в § 2.8 (т.е. f в основном локализована на S , если $\|(1 - L_S)f\| \ll \|f\|$), то теорема является почти тривиальной, если вейвлеты из определения L_S и из фрейма имеют хорошее убывание. Для любой другой процедуры частотно-временной локализации (например, с использованием распределений Вигнера или аффинных распределений Вигнера из работы Бертрана и Бертрана [23]), мы по-прежнему ожидаем результатов, сходных с результатами из теоремы 3.5.1, но их доказательство будет зависеть от выбранной процедуры локализации.

Для оконного преобразования Фурье имеет место абсолютно такая же теорема о локализации.

Теорема 3.5.2. *Предположим, что $g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0)$ образуют фрейм с границами A, B и выполняется*

$$|g(x)| \leq C(1 + x^2)^{-\alpha/2}, \quad |\widehat{g}(\xi)| \leq C(1 + \xi^2)^{-\alpha/2}$$

для некоторого $\alpha > 1$. Тогда для любого $\varepsilon > 0$ существуют такие $t_\varepsilon, \omega_\varepsilon > 0$, что для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$ и всех $T, \Omega > 0$ справедливо следующее

$$\begin{aligned} \|f - \sum_{\substack{|m\omega_0| \leq \Omega + \omega_\varepsilon \\ |nt_0| \leq T + t_\varepsilon}} \langle f, g_{m,n} \rangle \widetilde{g}_{m,n}\| &\leq \\ &\leq \sqrt{\frac{B}{A}} \left[\left(\int_{|x| > T} dx |f(x)|^2 \right)^{1/2} + \left(\int_{|\xi| > \Omega} d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 \right)^{1/2} + \varepsilon \|f\| \right]. \end{aligned}$$

* Чирп-сигнал (от англ. «chirp» — чирикание) — сигнал с частотой, монотонно меняющейся во времени. — *Прим. ред.*

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. С помощью приемов из пунктов 2, 3 доказательства теоремы 3.5.1 получим

$$\begin{aligned} \|f - \sum_{\substack{|m\omega_0| \leq \Omega + \omega_\varepsilon \\ |nt_0| \leq T + t_\varepsilon}} \langle f, g_{m,n} \rangle \tilde{g}_{m,n}\| &\leq \sqrt{\frac{B}{A}} [\|(1 - Q_T)f\| + \|(1 - P_\Omega)f\|] + \\ &+ A^{-1/2} \left\{ \left[\sum_{n \in \mathbb{Z}} \sum_{|m\omega_0| > \Omega + \omega_\varepsilon} |\langle P_\Omega f, g_{m,n} \rangle|^2 \right]^{1/2} + \right. \\ &\left. + \left[\sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{|nt_0| > T + t_\varepsilon} |\langle Q_T f, g_{m,n} \rangle|^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.5.12) \end{aligned}$$

где $(Q_T f)(x) = f(x)$ для $|x| \leq T$, 0 в противном случае, и $(P_\Omega f)^\wedge(\xi) = \widehat{f}(\xi)$ для $|\xi| \leq \Omega$, 0 в противном случае. Теорема будет получена, если нам удастся доказать, что два последних слагаемых в (3.5.12) могут быть ограничены величиной $B^{1/2} \varepsilon \|f\|$. Вначале сосредоточим усилия на последнем слагаемом.

$$\begin{aligned} 2. \sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{|nt_0| \geq T + t_\varepsilon} |\langle Q_T f, g_{m,n} \rangle|^2 &\leq \frac{2\pi}{\omega_0} \sum_{|nt_0| \geq T + t_\varepsilon} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \int_{\substack{|x| \leq T \\ |x - \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} dx \times \\ &\times |f(x)| \left| f\left(x - \frac{2\pi}{\omega_0} l\right) \right| \cdot |g(x - nt_0)| \left| g\left(x - \frac{2\pi}{\omega_0} l - nt_0\right) \right| \leq \\ &\leq \frac{2\pi}{\omega_0} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \left[\int_{\substack{|x| \leq T \\ |x - \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} dx |f(x)|^2 \sum_{|nt_0| \geq T + t_\varepsilon} |g(x - nt_0)| \left| g\left(x - \frac{2\pi}{\omega_0} l - nt_0\right) \right| \right]^{1/2} \times \\ &\times \left[\int_{\substack{|y| \leq T \\ |y + \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} dy |f(y)|^2 \sum_{|nt_0| \geq T + t_\varepsilon} \left| g\left(y + \frac{2\pi}{\omega_0} l - nt_0\right) \right| |g(y - nt_0)| \right]^{1/2} \leq \\ &\leq \frac{2\pi}{\omega_0} \|Q_T f\|^2 \sum_{l \in \mathbb{Z}} \sum_{|nt_0| \geq T + t_\varepsilon} \sup_{\substack{|x| \leq T \\ |x - \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} |g(x - nt_0)| \cdot \left| g\left(x - \frac{2\pi}{\omega_0} l - nt_0\right) \right| \leq \end{aligned}$$

$$\leq \frac{2\pi}{\omega_0} \|f\|^2 C^2 \sum_{l \in \mathbb{Z}} \sum_{|nt_0| \geq T+t_\varepsilon} \sup_{\substack{|x| \leq T \\ |x - \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} [1 + (x - nt_0)^2]^{-\alpha/2} \times \\ \times \left[1 + \left(x - \frac{2\pi}{\omega_0} l - nt_0 \right)^2 \right]^{-\alpha/2}. \quad (3.5.13)$$

Легко доказываем, что вклад для $n > t_0^{-1}(T + t_\varepsilon)$ в точности равен вкладу для $n < -t_0^{-1}(T + t_\varepsilon)$. Мы можем ограничиться только отрицательными n за счет множителя 2. Переопределяя $y = x - \frac{2\pi}{\omega_0} l$ для положительных l , мы видим, что можем ограничиться также и отрицательными l . Отсюда

$$(3.5.13) \leq \frac{4\pi}{\omega_0} C^2 \|f\|^2 \sum_{|nt_0| \geq T+t_\varepsilon} \sum_{l \geq 0} \sup_{\substack{|x| \leq T \\ |x - \frac{2\pi}{\omega_0} l| \leq T}} [1 + (x + nt_0)^2]^{-\alpha/2} \left[1 + \left(x + \frac{2\pi}{\omega_0} l + nt_0 \right)^2 \right]^{-\alpha/2} \leq \\ \leq \frac{4\pi}{\omega_0} C^2 \|f\|^2 \sum_{|nt_0| \geq T+t_\varepsilon} \sum_{l \geq 0} [1 + (nt_0 - T)^2]^{-\alpha/2} \left[1 + \left(nt_0 - T + \frac{2\pi l}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-\alpha/2}. \quad (3.5.14)$$

Однако для любых $\mu, \nu > 0$ имеем

$$\sum_{l=0}^{\infty} [1 + (\mu + \nu l)^2]^{-\alpha/2} \leq (1 + \mu^2)^{-\alpha/2} + \int_0^{\infty} dx [1 + (\mu + \nu x)^2]^{-\alpha/2} \leq \\ \leq (1 + \mu^2)^{-\alpha/2} + 2^{\alpha/2} \frac{1}{\nu} \int_0^{\infty} dy (\sqrt{1 + \mu^2} + y)^{-\alpha} \leq \\ \left(\text{используем } a^2 + b^2 \geq \frac{1}{2}(a + b)^2 \right) \\ \leq (1 + \mu^2)^{-\alpha/2} + 2^{\alpha/2} \nu^{-1} (\alpha - 1)^{-1} (1 + \mu^2)^{-(\alpha-1)/2}.$$

Следовательно,

$$(3.5.14) \leq \frac{4\pi}{\omega_0} C_1 \|f\|^2 \sum_{nt_0 \geq T+t_\varepsilon} [1 + (nt_0 - T)^2]^{-\alpha+1/2}.$$

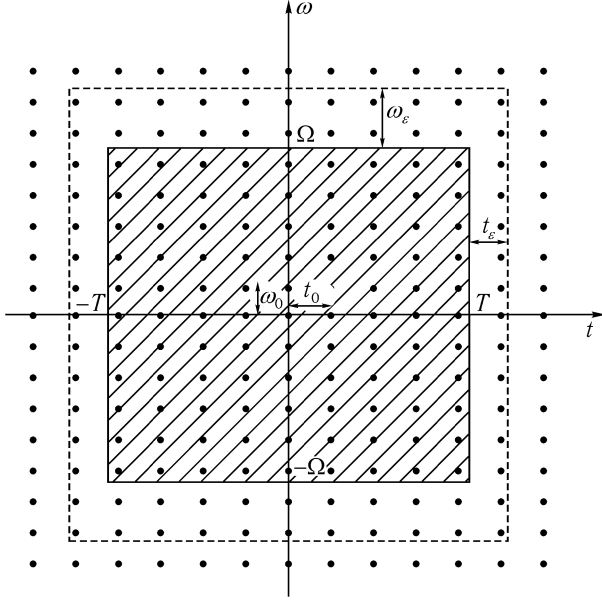


Рис. 3.8. Множество точек решетки B_ε , необходимых для приближенного восстановления с помощью оконного преобразования Фурье функции, локализованной в основном на $[-T, T]$ по времени и $[-\Omega, \Omega]$ по частоте

Пусть n_1 будет наименьшим целым числом, превосходящим $T + t_\varepsilon$. Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{nt_0 \geq T+t_\varepsilon} [1 + (nt_0 - T)^2]^{-\alpha+1/2} &\leq \\ &\leq \sum_{n=n_1}^{\infty} [1 + ((n - n_1)t_0 + t_\varepsilon)^2]^{-\alpha+1/2} \leq C_2 (1 + t_\varepsilon^2)^{-\alpha+1} \end{aligned}$$

ввиду вычислений, помещенных выше. Собирая все вместе, имеем

$$\sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{|nt_0| \geq T+t_\varepsilon} |\langle Q_T f, g_{m,n} \rangle|^2 \leq C_3 (1 + t_\varepsilon^2)^{-\alpha+1} \|f\|^2, \quad (3.5.15)$$

где C_3 зависит от ω_0 , t_0 , α и C , но не от T (или Ω).

3. Аналогичным образом доказывается

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} \sum_{|m\omega_0| \geq \Omega + \omega_\varepsilon} |\langle P_\Omega f, g_{m,n} \rangle|^2 \leq C_4 (1 + \omega_\varepsilon^2)^{-\alpha+1} \|f\|^2. \quad (3.5.16)$$

Поскольку $\alpha > 1$, понятно, что при подходящем выборе t_ε , ω_ε (не зависящих от T или $\Omega!$) (3.5.15), (3.5.16) становятся меньше, чем $B\varepsilon^2 \|f\|^2/4$. Это завершает доказательство. ■

Рисунок 3.8 схематически представляет (m, n) такие, что $|m\omega_0| \leq \Omega + \omega_\varepsilon$, $|nt_0| \leq T + t_\varepsilon$ в сравнении с частотно-временным прямоугольником $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$. Очертания « ε -множества» отличаются от представленных на рисунке 3.7.

Снова вычислим число точек в расширенном множестве $B_\varepsilon = \{(m, n); |m\omega_0| \leq \Omega + \omega_\varepsilon, |nt_0| \leq T + t_\varepsilon\}$ с площадью $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$ в пределе для больших T, Ω :

$$\frac{\# B_\varepsilon(T, \Omega)}{4T\Omega} \simeq \frac{2\omega_0^{-1}(\Omega + \omega_\varepsilon) \cdot 2t_0^{-1}(T + t_\varepsilon)}{4T\Omega} \rightarrow (\omega_0 t_0)^{-1}. \quad (3.5.17)$$

В отличие от вейвлет-случая этот предел не зависит от ε . В главе 4 мы вернемся к обсуждению смысла этого факта.

3.6. Избыточность фреймов

Различные таблицы границ фреймов показывают, что фреймы (вейвлетов или оконных функций Фурье) могут быть избыточными (что измеряется, например, как $\frac{A+B}{2}$, если фрейм близок жесткому или если все векторы фрейма нормированы). В некоторых приложениях (например, в работе группы из Марсея — см. работы Гроссмана, Кронланда–Мартина, Торрезани) эта избыточность желательна, потому что нужны представления, близкие непрерывному преобразованию. Очень рано Морле заметил (личное общение, 1986), что такая избыточность также приводит к устойчивости в том смысле, что можно позволить себе хранить вейвлет-коэффициенты $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$ с низкой точностью (всего лишь пара битов) и по-прежнему восстанавливать f со сравнительно высокой точностью. Интуитивно можно понимать этот феномен следующим образом. Пусть $(\varphi_j)_{j \in J}$ будет фреймом (не обязательно фреймом из вейвлетов или оконных функций Фурье). Если этот

фрейм является ортонормированным базисом, то

$$F: \mathcal{H} \rightarrow l^2(J), \quad (Ff)_j = \langle f, \varphi_j \rangle$$

является унитарным отображением, и образом $\mathcal{H}$ под действием F является $l^2(J)$. Если фрейм — избыточный, т.е. φ_j не являются независимыми, то элементы из $F\mathcal{H}$ являются коррелированными последовательностями, и $F\mathcal{H} = \text{Ran}(F)$ является подпространством $l^2(J)$, меньшим, чем само $l^2(J)$. Чем более избыточным является фрейм, тем «меньше» будет $\text{Ran}(F)$. В § 3.2 показано, что в формуле восстановления

$$f = \sum_{j \in J} \langle f, \varphi_j \rangle \tilde{\varphi}_j$$

используется проекция на $\text{Ran}(F)$. Это можно переписать так:

$$f = \tilde{F}^* Ff$$

и $\tilde{F}^* c = 0$, если $c \perp \text{Ran}(F)$. Если $\langle f, \varphi_j \rangle$ искажены добавлением некоторых α_j к каждому из коэффициентов (например, ошибкой округления), общее воздействие на формулу восстановления будет выражаться так:

$$f_{\text{аппрокс}} = \tilde{F}^* (Ff + \alpha).$$

Поскольку $\tilde{F}^*$ содержит проекцию на $\text{Ran}(F)$, компоненты последовательности α , ортогональные $\text{Ran}(F)$, не вносят вклада, и мы ожидаем, что величина $\|f - f_{\text{аппрокс}}\|$ будет меньше, чем $\|\alpha\|$. Результат тем более резко выражен, чем «меньше» $\text{Ran}(F)$, т.е. чем более избыточным является фрейм.

Сделаем это более ясным, используя двумерный фрейм из примера в § 3.2 и сравнивая его с ортонормированным базисом. Определим $u_1 = (1, 0)$, $u_2 = (0, 1)$, $e_1 = u_2$, $e_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2}u_1 - \frac{1}{2}u_2$, $e_3 = \frac{\sqrt{3}}{2}u_1 - \frac{1}{2}u_2$. Тогда (u_1, u_2) образуют ортонормированный базис $\mathbb{C}^2$, (e_1, e_2, e_3) — жесткий фрейм с границей $\frac{3}{2}$. Если добавить $\alpha_j \varepsilon$ к коэффициентам $\langle f, u_j \rangle$, где α_j — независимые случайные величины с нулевым средним и дисперсией, равной 1, тогда ожидаемая ошибка будет

$$\mathbb{E} \left(\left\| f - \sum_{j=1}^2 (\langle f, u_j \rangle + \alpha_j \varepsilon) u_j \right\|^2 \right) = \varepsilon^2 \mathbb{E} \left(\left\| \sum_{j=1}^2 \alpha_j u_j \right\|^2 \right) = \varepsilon^2 \mathbb{E}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) = 2\varepsilon^2.$$

Если добавим $\alpha_j \varepsilon$ к коэффициентам фрейма $\langle f, e_j \rangle$, то найдем

$$\begin{aligned} \mathbb{E} \left(\left\| f - \frac{2}{3} \sum_{j=1}^3 (\langle f, e_j \rangle + \alpha_j \varepsilon) e_j \right\|^2 \right) &= \frac{4}{9} \varepsilon^2 \mathbb{E} \left(\left\| \sum_{j=1}^3 \alpha_j e_j \right\|^2 \right) = \\ &= \frac{4}{9} \varepsilon^2 \mathbb{E} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - \alpha_1 \alpha_2 - \alpha_2 \alpha_3 - \alpha_1 \alpha_3) = \frac{4}{3} \varepsilon^2, \end{aligned}$$

что в полтора раза меньше, чем в ортонормированном случае!

Подобные рассуждения могут быть применены к случаю вейвлет-фреймов или оконных фреймов Фурье. Чтобы ограничить себя только конечным числом $\psi_{m,n}$ или $g_{m,n}$, предположим, что f «существенно локализована» на $[-T, T] \times ([-\Omega_1, -\Omega_0] \cup [\Omega_0, \Omega_1])$ (случай вейвлетов) или $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$ (случай оконного преобразования Фурье), так что существует конечное множество B_ε (см. § 3.5), для которого

$$\left\| f - \sum_{m,n \in B_\varepsilon} \langle f, \psi_{m,n} \rangle \widetilde{\psi_{m,n}} \right\| \leq \varepsilon \|f\|$$

(подобное выполняется и для оконного преобразования Фурье). Предположим, что фрейм почти жесткий, т.е. $\widetilde{\psi_{m,n}} \simeq A^{-1} \psi_{m,n}$. Добавление $\alpha_{m,n} \delta$ к каждому $\langle f, \psi_{m,n} \rangle$, в предположении, что $\mathbb{E}(\alpha_{m,n} \alpha_{m',n'}) = \delta_{mm'} \delta_{nn'}$, $\mathbb{E}(\alpha_{m,n}) = 0$, приводит к

$$\mathbb{E} \left(\left\| f - A^{-1} \sum_{m,n \in B_\varepsilon} (\langle f, \psi_{m,n} \rangle + \alpha_{m,n} \delta) \psi_{m,n} \right\|^2 \right) \leq \varepsilon^2 \|f\|^2 + \delta^2 (\# B_\varepsilon) A^{-2} \quad (3.6.1)$$

(если $\|\psi_{m,n}\| = 1$). Если мы «удвоим избыточность», поделив b_0 пополам, то новый фрейм снова будет почти жестким (см., например, (3.3.11), (3.3.12)) с границей A' , вдвое большей. С другой стороны, новое « ε -множество» B'_ε будет содержать вдвое больше элементов. Следовательно,

$$(\# B'_\varepsilon) A'^{-2} = \frac{1}{2} (\# B_\varepsilon) A^{-2},$$

т.е. удвоение избыточности ведет к уменьшению вдвое воздействия ошибок, добавляемых к вейвлет-коэффициентам. Аналогичные рассуждения могут быть проведены для случая оконного случая Фурье.

Рассуждения выше являются скорее эвристичными. Существуют указания на то, что они могут быть значительно усилены: Морле заметил, что на самом деле показатель превышения больше, чем показатель, получаемый с помощью этих рассуждений. Более того, Мюнх [150] недавно показал, что для жестких оконных фреймов Фурье с $\lambda = (2\pi)^{-1}\omega_0 t_0 = N^{-1}$, $N \in \mathbb{N}$, $N > 1$, показатель превышения в сравнении с ортонормированным случаем на самом деле равен N^{-2} , а не N^{-1} , как следовало бы из наших рассуждений. В доказательстве использовалось, что λ^{-1} — целое, но трудно поверить, что тот же феномен не существует для нецелого λ^{-1} . Может быть, это также выполняется для вейвлет-фреймов! Я бросаю это как вызов читателю...

3.7. Некоторые заключительные замечания

В этой главе мы в какой-то степени изучили восстановление f по последовательности $(\langle f, \psi_{m,n} \rangle)_{m,n \in \mathbb{Z}}$, где $\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m}x - nb_0)$ (и вариации этого — см. § 3.3.4). Мы видели, что численно устойчивое восстановление возможно, лишь если $\psi_{m,n}$ образуют фрейм. Мы вывели формулу восстановления в случае, когда $\psi_{m,n}$ является фреймом. Однако можно использовать другие формулы восстановления (при условии, что $\psi_{m,n}$ действительно образуют фрейм: необходимость этого условия остается!). Завершая эту главу, обрисую подход Малла, который относится и к проблеме инвариантности смещений.

Дискретное вейвлет-преобразование, каким я описывала его в этой главе, является весьма не инвариантным под действием смещений. Под этим я подразумеваю, что две функции могут быть смещенными версиями друг друга, в то время как их вейвлет-коэффициенты могут очень различаться. Это уже иллюстрировалось «гиперболической решеткой»¹⁷ на рисунке 1.4а, где ось $t = 0$ играет особую роль. На практике же бесконечное число масштабов не используется. Очень низкие и очень высокие частоты обрезаются: используются только m , удовлетворяющие неравенствам $m_1 \leq m \leq m_0$. Получившаяся обрезанная решетка теперь является инвариантной под действием смещений на $b_0 2^{m_0}$ (для простоты выбрали $a_0 = 2$). Однако, это значение является большой величиной в сравнении с шагом дискретизации функции f по времени (в большинстве приложений f задается своими значениями в точках). Если f_1 — смещение f на величину $\neq nb_0 2^{m_0}$, то вейвлет-коэффициенты f_1

обычно отличаются от коэффициентов f . Даже если смещение равно $\bar{n}b_02^{\bar{m}}$, $m_1 \leq \bar{m} \leq m_0$, то $\langle f_1, \psi_{m,n} \rangle = \langle f, \psi_{m,n-2^{\bar{m}-m}\bar{n}} \rangle$, где $\bar{m} \geq m$, но такая формула не может быть написана для $m > \bar{m}$. Для некоторых приложений (в частности, для всех приложений, связанных с «распознаванием» f) это действительно может быть проблемой. В первом приближении решение, предложенное Малла, состоит в следующем:

- Вычисляем все $\int dx f(x) \psi(2^{-m}x - n2^{-m}b_0) = \alpha_{m,n}(f)$ (со специальной ψ , такой, как в § 3.3.5 Г, это можно сделать за $C N \log N$ операций, при условии, что f задана N значениями). Этот список коэффициентов инвариантен относительно смещений f на $\bar{n}b_0$.

- На каждом уровне m оставляем только такие $\alpha_{m,n}(f)$, которые являются локальными экстремумами (как функция от n). Это соответствует прореживанию весьма избыточных $\alpha_{m,n}(f)$. На практике число оставленных значений пропорционально числу первоначальных значений с коэффициентом 2^{-m} . Это примерно то же число, что было получено ранее для не очень избыточного фрейма, но теперь выбор числа значений адаптирован к f , а не навязывается заранее гиперболической решеткой.

Наряду с этим рецептом разложения (описанным здесь в упрощенной форме) Малла предложил и алгоритм восстановления, хорошо работающий на практике (см. Малла [135]).¹⁸ В [136] Малла и Жонг распространили эту процедуру на двумерный случай для работы с образами. Один из вариантов трактовки подхода Малла состоит в том, чтобы рассматривать $2^{-m}\psi(2^{-m}x - n2^{-m}b_0)$ как основополагающий фрейм (заметим, что нормирующий множитель 2^{-m} при nb_0 ведет к увеличению числа векторов фрейма на каждом m -уровне). Снова, для существования алгоритма восстановления необходимо, чтобы это семейство удовлетворяло условию (3.1.4). Но как только это условие выполняется, можно предложить несколько алгоритмов восстановления. В этом случае алгоритм Малла с экстремумами определенно является более замысловатым, чем обычный алгоритм восстановления.

Примечания

1. Если любая f может быть записана в виде такой суперпозиции, то $\psi_{m,n}$ также называются «атомами», а соответствующие разложения — «атомарными разложениями». Атомарные разложения (для многих пространств помимо $L^2(\mathbb{R})$) давно изучались и использовались

в гармоническом анализе: см., например, работу Койфмана и Рохберга [47] об атомарных разложениях в пространствах целых функций.

2. Это верно, за исключением очень частного выбора ψ . Если $\psi_{m,n}$ образуют ортонормированный базис (см. главу 4 и далее), то разложение по этому базису дает дискретную формулу обращения.

3. С помощью тождества поляризации $\langle f, g \rangle$ восстанавливается по $\|f \pm g\|$, $\|f \pm ig\|$:

$$\langle f, g \rangle = \frac{1}{4}[\|f + g\|^2 + \|f - g\|^2 + i\|f + ig\|^2 - i\|f - ig\|^2].$$

4. Это означает, что для любой возрастающей последовательности $(J_n)_{n \in \mathbb{N}}$ конечных подмножеств J , стремящихся к J при стремлении n к ∞ , т.е. такой, что $J_n \subset J_m$, если $n \leq m$, и $\bigcup_{n \in \mathbb{N}} J_n = J$, выполняется

$\|F^*c - \sum_{j \in J_n} c_j \varphi_j\| \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$. Доказательство проводится в два этапа:

• Если $n_2 \geq n_1 \geq n_0$, то величина

$$\begin{aligned} & \left\| \sum_{j \in J_{n_2}} c_j \varphi_j - \sum_{j \in J_{n_1}} c_j \varphi_j \right\| = \sup_{\|f\|=1} \left| \left\langle \sum_{j \in J_{n_2} \setminus J_{n_1}} c_j \varphi_j, f \right\rangle \right| \leq \\ & \leq \sup_{\|f\|=1} \left(\sum_{j \in J_{n_2} \setminus J_{n_1}} |c_j|^{1/2} \right)^2 \left(\sum_{j \in J} |\langle \varphi_j, f \rangle|^2 \right)^{1/2} \leq B^{1/2} \left(\sum_{j \in J \setminus J_{n_0}} |c_j|^2 \right)^{1/2} \end{aligned}$$

стремится к 0 при $n_0 \rightarrow \infty$. Отсюда $\eta_n = \sum_{j \in J_n} c_j \varphi_j$ образует последовательность Коши с пределом η из $L^2(\mathbb{R})$.

• Для такого η и любой $f \in L^2(\mathbb{R})$,

$$\langle \eta, f \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \langle \eta_n, f \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{j \in J_n} c_j \langle \varphi_j, f \rangle = \sum_{j \in J} c_j \langle \varphi_j, f \rangle = \langle c, Ff \rangle.$$

Отсюда $\eta = F^*c$.

5. Это доказывается следующим образом:

• $\langle R(f + g), f + g \rangle - \langle R(f - g), f - g \rangle = 2\langle Rf, g \rangle + 2\langle Rg, f \rangle = 4\operatorname{Re}\langle Rf, g \rangle$ (потому что $R^* = R$);

• $\operatorname{Re}\langle Rf, g \rangle \leq \frac{1}{4} \frac{B-A}{B+A} [\|f + g\|^2 + \|f - g\|^2] = \frac{1}{2} \frac{B-A}{B+A} [\|f\|^2 + \|g\|^2];$

$$\begin{aligned}
& \bullet |\langle Rf, g \rangle| = \langle Rf, g \rangle \overline{\langle Rf, g \rangle} / |\langle Rf, g \rangle| = \langle Rf, \langle Rf, g \rangle g / |\langle Rf, g \rangle| \rangle \leq \\
& \leq \frac{1}{2} \frac{B-A}{B+A} [\|f\|^2 + \|\langle Rf, g \rangle g / |\langle Rf, g \rangle|\|^2] \leq \frac{1}{2} \frac{B-A}{B+A} [\|f\|^2 + \|g\|^2]; \\
& \bullet \|R\| = \sup_{\|f\|=1, \|g\|=1} |\langle Rf, g \rangle| \leq \frac{B-A}{B+A}.
\end{aligned}$$

6. Интуитивно C можно понимать как «суперпозицию» ядерных операторов $\langle \cdot, h^{a,b} \rangle h^{a,b}$ ранга 1 с весами $c(a, b)$. Если c интегрируются по $a^{-2} da db$, то индивидуальные следы $\langle \cdot, h^{a,b} \rangle h^{a,b}$ (все равные 1) с весами $c(a, b)$ суммируемы, так что вся суперпозиция имеет конечный след

$$\text{Tr } C = \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \int_{-\infty}^\infty db c(a, b).$$

Эти весьма поверхностные рассуждения можно сделать строгими с помощью рассуждений об аппроксимации.

7. Здесь мы используем понятие «существенной точной нижней грани» (обозначается ess inf), определяемое так:

$$\text{ess inf}_x f(x) = \inf \{ \alpha; |\{y; f(y) \geq \alpha\}| > 0 \},$$

где $|A|$ обозначает меру Лебега $A \subset \mathbb{R}$. Разница между $\text{ess inf}_x f(x)$ и $\inf_x f(x)$ состоит в требовании положительности меры: если $f(0) = 0$, $f(x) = 1$ для всех $x \neq 0$, тогда $\inf_x f(x) = 0$, но $\text{ess inf}_x f(x) = 1$, потому что $f \geq 1$, исключая множество меры ноль, которое «не идет в счет». На самом деле мы могли бы быть педантичными и заменить $\inf$ или $\sup$ на ess inf или ess sup в большинстве наших условий, не испортив их, но обычно этого не стоит делать: на практике выражения, с которыми мы имеем дело, являются непрерывными функциями, для которых $\inf$ и ess inf совпадают. Для (3.3.11) ситуация отличается: даже для очень гладких $\hat{\psi}$ сумма $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\hat{\psi}(a_0^m \xi)|^2$ разрывна в $\xi = 0$, потому что $\hat{\psi}(0) = 0$. Для функции Хаара, например, $|\hat{\psi}(\xi)| = 4(2\pi)^{-1/2} |\xi|^{-1} \sin^2(\xi/4)$ и $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\hat{\psi}(\xi)|^2 = (2\pi)^{-1}$, если $\xi \neq 0$, 0, если $\xi = 0$. Таким образом, нам нужно иметь существенную точную нижнюю грань, просто точная нижняя грань равна нулю.

8. Это условие подразумевает и ограниченность $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\hat{\psi}(a_0^m \xi)|^2$ и убывание $\beta(s)$:

$$\begin{aligned} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 &\leq \sup_{1 \leq |\zeta| \leq a_0} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \zeta)|^2 \leq \\ &\leq C^2 a_0^{2\alpha} \left[\sum_{m=-\infty}^0 a_0^{2m\alpha} + \sum_{m=1}^{\infty} a_0^{2m\alpha} (1 + a_0^{2m})^{-\gamma} \right] < \infty \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \beta(s) &= \sup_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + s)| \leq \\ &\leq C^2 \sup_{1 \leq |\xi| \leq a_0} \left\{ a_0^\alpha \sum_{m=-\infty}^{-1} a_0^{m\alpha} (1 + |a_0^m 2\xi + s|^2)^{-(\gamma-\alpha)/2} + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=0}^{\infty} [(1 + |a_0^m \xi|^2)(1 + |a_0^m \xi + s|^2)]^{-(\gamma-\alpha)/2} \right\}. \end{aligned}$$

Для первого члена можем использовать, что при $|s| > 2$ выполняется $|a_0^m \xi + s| \geq |s| - 1 \geq \frac{|s|}{2}$, и тогда $(1 + |a_0^m \xi + s|^2)^{-1} \leq 4(1 + |s|^2)^{-1}$; при $|s| \leq 2$ верны оценки $(1 + |a_0^m \xi + s|^2)^{-1} \leq 1 \leq 5(1 + |s|^2)^{-1}$. Следовательно, первый член можно ограничить с помощью $C'(1 + |s|^2)^{-(\gamma-\alpha)/2}$ как только $\alpha > 0, \gamma > \alpha$. Для второго члена используем, что $\sup_{x, y \in \mathbb{R}} (1 + y^2)[1 + (x - y)^2]^{-1} [1 + (x + y)^2]^{-1} < \infty$, и ограничиваем сумму с помощью $C''(1 + |s|^2)^{-(\gamma-\alpha)(1-\varepsilon)/2} \sum_{m=0}^{\infty} (1 + |a_0^m \xi|^2)^{-\varepsilon(\gamma-\alpha)/2}$, где $0 < \varepsilon < 1$ — произвольное. Поскольку $1 \leq |\xi| \leq a_0$, это выражение можно ограничить с помощью $C'''(1 + |s|^2)^{-(\gamma-\alpha)(1-\varepsilon)/2}$, если $\gamma > \alpha$. Таким образом, для $0 < \rho < \gamma - \alpha$,

$$\beta(s) \leq C(\rho)(1 + |s|^2)^{-\rho/2};$$

откуда

$$\sum_{k \neq 0} \left[\beta\left(\frac{2\pi}{b_0} k\right) \beta\left(-\frac{2\pi}{b_0} k\right) \right]^{1/2} \leq C'(\rho) b_0^{-\rho+1},$$

если $\rho > 1$.

9. Если $\widehat{\psi}$ — непрерывна и убывает на ∞ , то $\sum_m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2$ непрерывна по ξ , за исключением $\xi = 0$. Таким образом, существует α такое,

что $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq \frac{3}{2} \varepsilon$, если $|\xi - \xi_0| \leq \alpha$. Для $\alpha' < \alpha$ определим функцию f следующим образом: $\widehat{f}(\xi) = (2\alpha')^{-1/2}$, если $|\xi - \xi_0| \leq \alpha'$, $\widehat{f}(\xi) = 0$ в противном случае. Тогда

$$\begin{aligned} & \sum_{m, n \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{m, n} \rangle|^2 \leq \\ & \leq \frac{3}{2} \varepsilon + \frac{2\pi}{b_0} \sum_{\substack{m, k \in \mathbb{Z} \\ k \neq 0}} (2\alpha')^{-1} \int_{\substack{|\xi - \xi_0| \leq \alpha' \\ |\xi + 2\pi k b_0^{-1} a_0^{-m} - \xi_0| \leq \alpha'}} d\xi |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)| |\widehat{\psi}(a_0^m \xi + 2\pi k b_0^{-1})| \leq \\ & \leq \frac{3}{2} \varepsilon + \frac{2\pi}{b_0} \sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{\substack{k \neq 0 \\ |k| \leq \alpha' b_0 \alpha_0^m \pi^{-1}}} (2\alpha')^{-1} \int_{|\xi - \xi_0| \leq \alpha'} d\xi |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq \\ & \quad (\text{для оценки интеграла использовали неравенство Коши–Шварца}) \\ & \leq \frac{3}{2} \varepsilon + \frac{2\pi}{b_0} (2\alpha')^{-1} 2\alpha' b_0 \pi^{-1} \sum_{m \in \mathbb{Z}} a_0^m \int_{|\xi - \xi_0| \leq \alpha'} d\xi |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2 \leq \\ & \leq \frac{3}{2} \varepsilon + 2\alpha' \sup_{\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} a_0^m |\widehat{\psi}(a_0^m \xi)|^2. \end{aligned}$$

Если $|\widehat{\psi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|^2)^{-\gamma/2}$, где $\gamma > 1$, то эта бесконечная сумма равномерно ограничена по ξ , и мы можем выбрать α' так, чтобы вся правая часть неравенства была $\leq 2\varepsilon$.

10. Внимание: ошибка в примере на страницах 988–989 в [54]. В формуле для $(h_{00})^\wedge$ следует читать $(h_{00})^\wedge = \sum_{j=0}^{\infty} \bar{r}^j \psi_{j0}$, откуда заключаем, что $h_{00} \notin L^p(\mathbb{R})$ для малых p . Я хотела бы поблагодарить Чуи и Ши [33] за указание на допущенную ошибку.

11. Это слегка отличается от кратномасштабного анализа, где (3.3.27) должно также содержать масштабирующий множитель 2:

$$\psi(x) = \sum_k d_k \varphi(2x - k).$$

12. Можно также построить жесткие фреймы, для которых ни g , ни $\widehat{g}$ не имеют компактный носитель. Например, можно построить жесткий фрейм, в котором и g , и $\widehat{g}$ имеют экспоненциальное убывание. Чтобы сделать это, достаточно начать с любого оконного фрейма

Фурье с оконной функцией g и определить функцию $G = (F^*F)^{-1/2}g$, где $F^*F = \sum_{m,n} \langle \cdot, g_{m,n} \rangle g_{m,n}$. Тогда функции $G_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} G(x - nt_0)$ (с теми же ω_0, t_0 , что и для $g_{m,n}$) образуют жесткий фрейм. На самом деле,

$$\begin{aligned} \sum_{m,n} |\langle f, G_{m,n} \rangle|^2 &= \sum_{m,n} |\langle f, (F^*F)^{-1/2} g_{m,n} \rangle|^2 = \\ &= \sum_{m,n} |\langle (F^*F)^{-1/2} f, g_{m,n} \rangle|^2 = \langle (F^*F)(F^*F)^{-1/2} f, (F^*F)^{-1/2} f \rangle = \|f\|^2. \end{aligned}$$

Точное вычисление G можно провести с помощью разложения в ряд для $(F^*F)^{-1/2}$, такого же, что и ряд для $(F^*F)^{-1}$ в § 3.2. Если g и $\hat{g}$ имеют экспоненциальное убывание (в особенности, если g — гауссиан), то полученная G и ее преобразование Фурье имеют также экспоненциальное убывание. Подробности, графики примеров, интересные приложения см. в работе Добеши, Джаффара и Журне [64].

13. Доказательство Бакри, Гроссмана и Зака в [11] использует преобразование Зака, которое мы вводим и используем в главе 4. Их рассуждения во всех подробностях приведены Добеши в [54]. Интересно, что их доказательство можно продолжить и показать, что все $L^2(\mathbb{R})$ по-прежнему натянуто на $g_{m,n}$, если изъята одна (любая) из $g_{m,n}$. Это не выполняется, если изъяты две функции.

14. Эти точные формулы снова используют преобразование Зака. Их вывод приведен Добеши и Гроссманом в [56], обзор также помещен Добеши в [54].

15. В некоторых приложениях результат Бастианса трактуется (и правильно) в том смысле, что для сохранения устойчивости должно быть «перенасыщение» (т.е. $\omega_0 t_0 < 2\pi$). Тем не менее, даже для такого «перенасыщенного» режима иногда используется патологическая двойственная функция Бастианса (см., например, у Пора и Зееви в [156]). Если $\omega_0 t_0 = 2\pi$, то $g_{m,n}$ можно разбить на два семейства $g_{m,2n}$ и $g_{m,2n+1}$, каждое из которых может быть рассмотрено как семейство гауссианов для оконного случая Фурье, одно из семейств порождено самой g , другое — $g(x - t_0)$. Для обоих семейств можно выписать плохо сходящееся разложение (3.4.6) (не сходящееся в L^2), а любую функцию можно представить как среднее этих двух разложений. Конечно, это верно в смысле распределений. На практике, кажется, можно получить

разумную сходимость, используя обрезанную версию бастиянсовской g (из личного общения с Зееви (1989)). Однако намного лучшая частотно-временная локализация и, как я подозреваю, лучшая сходимость на практике достигается при использовании оптимальной двойственной функции $\tilde{g}$ (соответствующей $\lambda = 0.5$ на рисунке 3.6 для этого случая).

16. Конечно, эта симметрия не обязательна.

17. На самом деле это истинная гиперболическая решетка в гиперболической геометрии на полуплоскостях и положительной, и отрицательной частоты.

18. Заметим, однако, что Мейер недавно доказал, что локальных экстремумов $\alpha_{m,n}(f)$ в вышеописанной конструкции недостаточно, чтобы полностью описать f .

ГЛАВА 4

Частотно-временная плотность и ортонормированные базисы

Эта глава естественным образом разбивается на две части. В первой части обсуждается роль частотно-временной плотности в противостоянии вейвлет-преобразований и оконных преобразований Фурье. В частности, в случае оконных преобразований Фурье ортонормированные базисы возможны только для плотности Найквиста, но в случае вейвлетов таких ограничений нет. Это естественным образом приводит ко второй части, в которой обсуждаются различные возможности для ортонормированных базисов в обоих случаях.

4.1. Роль частотно-временной плотности для фреймов вейвлетов и оконных фреймов Фурье

Начнем со случая оконных фреймов Фурье. Мы упоминали в § 3.4.1, что семейство функций $(g_{m,n}; m, n \in \mathbb{Z})$,

$$g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0), \quad (4.1.1)$$

не может быть фреймом при любом выборе g , если $\omega_0 t_0 > 2\pi$. На самом деле, при любом выборе $g \in L^2(\mathbb{R})$ можно найти $f \in L^2(\mathbb{R})$ такую, что $f \neq 0$, но $\langle f, g_{m,n} \rangle = 0$ для всех $m, n \in \mathbb{Z}$. Если, например, $\omega_0 = 2\pi$, $t_0 = 2$, то такую функцию f легко построить: $\langle f, g_{m,n} \rangle = 0$ для всех $m, n \in \mathbb{Z}$ дает

$$0 = \int dx e^{2\pi i m x} f(x) \overline{g(x - 2n)} = \int_0^1 dx e^{2\pi i m x} \sum_{l \in \mathbb{Z}} f(x + l) \overline{g(x + l - 2n)},$$

а этого достаточно, чтобы найти $f \neq 0$, для которой $\sum_{l \in \mathbb{Z}} f(x + l) \times \overline{g(x + l - 2n)} = 0$. Теперь для $0 \leq x < 1$, $l \in \mathbb{Z}$ определим $f(x + l) =$

$= (-1)^l \overline{g(x-l-1)}$. Ясно, что $\int_{-\infty}^{\infty} dx |f(x)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} dx |g(x)|^2$. Тогда $f \in L^2(\mathbb{R})$ и $f \neq 0$. Однако выражение $\sum_{l \in \mathbb{Z}} f(x+l) \overline{g(x+l-2n)} = \sum_{l \in \mathbb{Z}} (-1)^l \cdot \overline{g(x-l-1)} \overline{g(x+l-2n)}$ становится отрицательным после подстановки $l = 2n - l' - 1$ и, таким образом, равняется нулю. Подобная конструкция может быть использована для любой другой пары ω_0, t_0 с произведением 4π . Обобщение этой конструкции существует, если $\omega_0 t_0 > 2\pi$ и $(2\pi)^{-1} \omega_0 t_0$ — рациональное (см. Добеши [54], стр. 978). Если $\omega_0 t_0 (2\pi)^{-1}$ больше 1 и иррационально, то мне не известна явная конструкция для $f \neq 0, f \perp g_{m,n}$. Существование такой f было доказано Риффелом в [157] с использованием алгебр Неймана.¹ Если рассматриваются только «достаточно хорошие» g (т.е. g , имеющие некоторое убывание по времени и частоте), и если мы хотим доказать, что $g_{m,n}$ не могут образовать фрейм (что слабее, чем существование $f \perp g_{m,n}$), тогда следующие, очень элегантные, рассуждения Ландау дают желаемое. Если $|g(x)| \leq C(1+x^2)^{-\alpha/2}$, $|\hat{g}(\xi)| \leq C(1+\xi^2)^{-\alpha/2}$, и $g_{m,n}$ образуют фрейм, то теорема 3.5.2 говорит нам, что функции f , «существенно локализованные» на прямоугольнике $[-T, T] \times [-\Omega, \Omega]$ частотно-временной плоскости, могут быть восстановлены с точностью до малой ошибки только по $\langle f, g_{m,n} \rangle$, для которого $|m\omega_0| \lesssim \Omega$, $|nt_0| \lesssim T$. Более точно, если f имеет полосу ширины $[-\Omega, \Omega]$ и если $\left[\int_{|x| \geq T} dx |f(x)|^2 \right]^{1/2} \leq \varepsilon \|f\|$,

то

$$\left\| f - \sum_{\substack{|m\omega_0| \leq \Omega + \omega_\varepsilon \\ |nt_0| \leq T + t_\varepsilon}} \langle f, g_{m,n} \rangle \tilde{g}_{m,n} \right\| \leq 2\varepsilon \sqrt{\frac{B}{A}} \|f\|.$$

В соответствии с этой формулой все такие конструкции можно записать с произвольной точностью в виде суперпозиции $\tilde{g}_{m,n}$, где $|m| \leq \omega_0^{-1}(\Omega + \delta)$, $|n| \leq t_0^{-1}(T + \delta)$, а δ зависит от заданной точности, но не от Ω и T . Однако следствием работы Ландау, Поллака, Слепяна (см. § 2.3) является факт, что пространство функций с шириной полосы $[-\Omega, \Omega]$, удовлетворяющих условию $\int_{|x| \geq T} dx |f(x)|^2 \leq \gamma \|f\|^2$ ($0 < \gamma < 1$,

γ фиксированное) содержит $\frac{4\Omega T}{2\pi} - O(\log(\Omega T))$ различных ортонормированных функций (подходящих волновых функций вытянутого сфероида). Все эти различные ортонормированные функции можно только аппроксимировать линейными комбинациями конечного числа $\tilde{g}_{m,n}$, если число функций $\tilde{g}_{m,n}$ превышает число ортонормированных функций, т.е. если $2\pi^{-1}\Omega T - O(\log(\Omega T)) \leq 4\omega_0^{-1}t_0^{-1}(\Omega + \delta)(T + \delta)$ для любых Ω, T . Переходя к пределу при $\Omega, T \rightarrow \infty$, получаем $(2\pi)^{-1} \leq (\omega_0 t_0)^{-1}$ или $\omega_0 t_0 \leq 2\pi$. (На самом деле это лишь набросок доказательства. Технические детали полностью помещены в статью Ландау [118].)

Из практических соображений мы должны ограничиться строгим неравенством $\omega_0 t_0 < 2\pi$, если хотим иметь хорошую частотно-временную локализацию: в предельном случае $\omega_0 t_0 = 2\pi$ фреймы заведомо имеют плохие свойства локализации по времени или по частоте (или по времени и частоте одновременно). Это составляет содержание следующей теоремы.

Теорема 4.1.1 (Бальян–Лоу). *Если функции $g_{m,n}(x) = e^{2\pi i m x} \times g(x - n)$ образуют фрейм для $L^2(\mathbb{R})$, то либо $\int dx x^2 |g(x)|^2 = \infty$, либо $\int d\xi \xi^2 |\hat{g}(\xi)|^2 = \infty$.*

Прежде чем приступить к доказательству этой теоремы, рассмотрим ее историю и добавим несколько замечаний. Первоначально теорема формулировалась для ортонормированных базисов (вместо фреймов) независимо Бальяном [12] и Лоу [130]. Их доказательства были очень похожими, но содержали небольшой технический пробел, который заполнили Койфман и Семмес. После этого доказательство можно было распространить и на случай фреймов, о чем сообщает Добеши в [54] стр. 976–977. Затем непохожее, очень элегантное доказательство было обнаружено Батлом [18]. В [106] Добеши и Янссен обобщили его на случай фреймов. (Именно это доказательство приводится ниже.)

Двумя хорошо известными примерами функций g , для которых семейство $e^{2\pi i m x} g(x - n)$ образует ортонормированный базис, являются

$$g(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & \text{в противном случае} \end{cases}$$

и $g(x) = \frac{\sin \pi x}{\pi x}$. В первом случае $\int d\xi \xi^2 |\hat{g}(\xi)|^2 = \infty$, во втором — $\int dx x^2 |g(x)|^2 = \infty$. В [107] Йенсен, Хохолд и Юстесен показали, что

можно выбрать g с несколько лучшей частотно-временной локализацией: они построили такую g , что обе функции, g и $\widehat{g}$, являются интегрируемыми (т. е. $\int dx |g(x)| < \infty$, $\int d\xi |\widehat{g}(\xi)| < \infty$), но убывают довольно медленно, как и предписывается теоремой 4.1.1.

Заметим, что выбор $\omega_0 = 2\pi$, $t_0 = 1$ в нашей формулировке теоремы 4.1.1 не является серьезным ограничением: заключение верно для любых $\omega_0 t_0 = 2\pi$. Чтобы это понять, достаточно применить унитарный оператор $(Uf)(x) = (2\pi\omega_0^{-1})^{1/2} g(2\pi\omega_0^{-1}x)$. Применив U к $g_{m,n}(x) = e^{im\omega_0 x} g(x - nt_0)$, находим $(Ug_{m,n})(x) = e^{2\pi imx} (Ug)(x - n)$.

Для доказательства теоремы 4.1.1 используем так называемое преобразование Зака. Это преобразование определяется формулой:

$$(Zf)(s, t) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} e^{2\pi i t l} f(s - l). \quad (4.1.2)$$

Определение заведомо корректно только для тех f , у которых $\sum |f(s-l)|$ сходится для всех s , в частности, для $|f(x)| \leq C(1 + |x|)^{-(1+\varepsilon)}$. Однако оказывается, что такое ограничительное толкование Z можно расширить до унитарного отображения из $L^2(\mathbb{R})$ в $L^2([0, 1]^2)$. Один из способов расширения состоит в следующем:

- Семейство $e_{m,n}(x) = e^{2\pi imx} e(x - n)$, где $e(x) = 1$ для $0 \leq x < 1$, $e(x) = 0$ в противном случае, образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$.
- $(Ze_{m,n})(s, t) = \sum_l e^{2\pi i t l} e^{2\pi im(s-l)} e(s-n-l) = e^{2\pi im s} e^{-2\pi i t n} (Ze)(s, t)$.
- $(Ze)(s, t) = 1$ почти всюду на $[0, 1]^2$.

Следовательно, Z переводит ортонормированный базис из $L^2(\mathbb{R})$ в ортонормированный базис из $L^2([0, 1]^2)$, так что Z является унитарным. Мы можем расширить образ $L^2(\mathbb{R})$ под действием Z до другого пространства, изоморфного $L^2([0, 1]^2)$. Из (4.1.2) для s, t , взятых вне $[0, 1]^2$, находим

$$(Zf)(s, t+1) = (Zf)(s, t), \quad (Zf)(s+1, t) = e^{2\pi i t} (Zf)(s, t).$$

Теперь определим пространство $\mathcal{X}$:

$$\mathcal{X} = \{F: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{C}; F(s, t+1) = F(s, t), F(s+1, t) = e^{2\pi i t} F(s, t)$$

$$\text{и } \|F\|_{\mathcal{X}}^2 = \int_0^1 dt \int_0^1 ds |F(s, t)|^2 < \infty\};$$

тогда Z устанавливает унитарное соответствие между $L^2(\mathbb{R})$ и $\mathcal{Z}$. Обратное отображение также просто: для любого $F \in \mathcal{Z}$

$$(Z^{-1}F)(x) = \int_0^1 dt F(x, t),$$

если интеграл корректно определен (в противном случае мы вынуждены применять рассуждения о пределе).

Преобразование Зака имеет много красивых и полезных свойств. Как обычно и случается с красивыми и полезными понятиями, оно открывалось несколько раз и получало различные имена в соответствии с областью, в которой впервые было изучено. Оно известно также как отображение Вейля–Брезина. Утверждается даже, что Гауссу были известны некоторые из его свойств. Гельфанд тоже использовал его. Зак открыл его независимо от других и систематически изучал вначале для приложений в физике твердого тела, затем в более широком контексте. Интересной обзорной статьей, посвященной, в основном, приложениям в анализе сигналов, является работа Янссена [105].

Здесь мы коснемся лишь двух из множества свойств преобразования Зака. Первое свойство: если $g_{m,n}(x) = e^{2\pi i m x} g(x - n)$, то

$$(Zg_{m,n})(s, t) = e^{2\pi i m s} e^{-2\pi i t n} (Zg)(s, t)$$

(как мы уже видели выше, в особом случае $g = e$). Это влечет

$$\begin{aligned} \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 &= \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} |\langle Zf, Zg_{m,n} \rangle|^2 \text{ (ввиду унитарности)} = \\ &= \sum_{m,n \in \mathbb{Z}} \left| \int_0^1 ds \int_0^1 dt e^{-2\pi i m s} e^{2\pi i n t} (Zf)(s, t) \overline{(Zg)(s, t)} \right|^2 = \\ &= \int_0^1 ds \int_0^1 dt |(Zf)(s, t)|^2 |(Zg)(s, t)|^2. \end{aligned}$$

Точно так же мы имеем $Z(F^*F)Z^{-1} =$ умножению на $|(Zg)(s, t)|^2$, определенному на $\mathcal{Z}$, где $F^*Ff = \sum_{m,n} \langle f, g_{m,n} \rangle g_{m,n}$. Второе нужное нам

свойство касается отношений между Z и операторами Q, P , определенными так: $(Qf)(x) = xf(x)$, $(Pf)(x) = -if'(x)$ (или, более точно, $(Pf)^\wedge(\xi) = \xi \widehat{f}(\xi)$). Получается, что

$$[Z(Qf)](s, t) = s(Zf)(s, t) - \frac{1}{2\pi i} \partial_t(Zf)(s, t);$$

это означает $\int dx x^2 |f(x)|^2 < \infty$, т.е. $Qf \in L^2(\mathbb{R})$ тогда и только тогда, когда $\partial_t(Zf) \in L^2([0, 1]^2)$. Аналогично, $\int d\xi \xi^2 \|\widehat{f}(\xi)\|^2 < \infty$ или $Pf \in L^2(\mathbb{R})$ тогда и только тогда, когда $\partial_s(Zf) \in L^2([0, 1]^2)$. Теперь мы готовы приступить к доказательству теоремы 4.1.1.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ТЕОРЕМЫ 4.1.1.

1. Предположим, $g_{m,n}$ образуют фрейм. Поскольку

$$\sum_{m,n} |\langle f, g_{m,n} \rangle|^2 = \int_0^1 ds \int_0^1 dt |Zf(s, t)|^2 |Zg(s, t)|^2,$$

а Z унитарное, то

$$0 < A \leq |Zg(s, t)|^2 \leq B < \infty. \quad (4.1.3)$$

2. Векторы двойственного фрейма задаются формулой

$$\widetilde{g}_{m,n} = (F^*F)^{-1} g_{m,n}$$

(см. § 3.2, § 3.4.3). Из того, что $Z(F^*F)Z^{-1} =$ умножению на $|Zg|^2$, следует

$$Z\widetilde{g}_{m,n} = |Zg|^{-2} Zg_{m,n}$$

или

$$(Z\widetilde{g}_{m,n})(s, t) = |Zg(s, t)|^{-2} e^{2\pi i m s} e^{-2\pi i t n} (Zg)(s, t) = e^{2\pi i m s} e^{-2\pi i t n} [\overline{Zg(s, t)}]^{-1}, \quad (4.1.4)$$

лежит в $\mathcal{X}$ вследствие (4.1.3). В частности, (4.1.4) влечет

$$\widetilde{g}_{m,n}(x) = e^{2\pi i m x} \widetilde{g}(x - n),$$

где $Z\widetilde{g} = 1/\overline{Zg}$.

3. Теперь предположим, что $\int dx x^2 |g(x)|^2 < \infty$, $\int d\xi \xi^2 |\widehat{g}(\xi)|^2 < \infty$, т.е. $Qg, Pg \in L^2(\mathbb{R})$. Это приводит к противоречию, которое доказывает теорему. Поскольку $Qg, Pg \in L^2(\mathbb{R})$, мы имеем $\partial_s(Zg), \partial_t(Zg) \in L^2([0, 1]^2)$. Следовательно,

$$\partial_s Z\widetilde{g} = (\overline{Zg})^{-2} \overline{\partial_s Zg} \quad \text{и} \quad \partial_t Z\widetilde{g} = (\overline{Zg})^{-2} \overline{\partial_t Zg}$$

лежат в $L^2([0, 1]^2)$. Тогда $Q\widetilde{g}, P\widetilde{g} \in L^2(\mathbb{R})$.

$$\begin{aligned}
4. \langle \tilde{g}, g_{m,n} \rangle &= \langle Z\tilde{g}, Zg_{m,n} \rangle = \\
&= \int_0^1 ds \int_0^1 dt Z\tilde{g}(s, t) \overline{Zg(s, t)} e^{-2\pi i m s} e^{2\pi i t n} = \delta_{m0} \delta_{n0};
\end{aligned}$$

аналогично

$$\langle g, \tilde{g}_{m,n} \rangle = \delta_{m0} \delta_{n0}. \quad (4.1.5)$$

5. Поскольку $Qg, P\tilde{g} \in L^2(\mathbb{R})$, а $(g_{m,n})_{m,n \in \mathbb{Z}}, (\tilde{g}_{m,n})_{m,n \in \mathbb{Z}}$ образуют двойственные фреймы, имеем

$$\langle Qg, P\tilde{g} \rangle = \sum_{m,n} \langle Qg, \tilde{g}_{m,n} \rangle \langle g_{m,n}, P\tilde{g} \rangle.$$

Но

$$\begin{aligned}
\langle Qg, \tilde{g}_{m,n} \rangle &= \int dx x g(x) e^{-2\pi i m x} \overline{\tilde{g}(x-n)} = \\
&= \int dx g(x) e^{-2\pi i m x} (x-n) \overline{\tilde{g}(x-n)} = \\
&\quad (\text{потому что } \langle g, \tilde{g}_{m,n} \rangle = \delta_{m0} \delta_{n0}) = \langle g_{-m,-n}, Q\tilde{g} \rangle.
\end{aligned}$$

Аналогично, $\langle g_{m,n}, P\tilde{g} \rangle = \langle Pg, \tilde{g}_{-m,-n} \rangle$. Следовательно,

$$\langle Qg, P\tilde{g} \rangle = \sum_{m,n} \langle Pg, \tilde{g}_{-m,-n} \rangle \langle g_{-m,-n}, Q\tilde{g} \rangle = \langle Pg, Q\tilde{g} \rangle, \quad (4.1.6)$$

где последний член снова корректно определен, поскольку $Pg, Q\tilde{g} \in L^2(\mathbb{R})$.

6. Теперь мы получили противоречие: выполнение $\langle Qg, P\tilde{g} \rangle = \langle Pg, Q\tilde{g} \rangle$ невозможно. Для любых двух функций f_1, f_2 , удовлетворяющих $|f_j(x)| \leq C(1+x^2)^{-1}$, $|\hat{f}_j(\xi)| \leq C(1+\xi^2)^{-1}$, мы имеем

$$\begin{aligned}
\langle Qf_1, Pf_2 \rangle &= \int dx x f_1(x) i \overline{f_2'(x)} = \\
&= - \int dx i [x f_1'(x) + f_1(x)] f_2(x) = -i \langle f_1, f_2 \rangle + \langle Pf_1, Qf_2 \rangle.
\end{aligned}$$

С другой стороны, поскольку $Pg, Qg \in L^2(\mathbb{R})$, существуют g_n , удовлетворяющие $|g_n(x)| \leq C_n(1+x^2)^{-1}$, $|\hat{g}_n(\xi)| \leq C(1+\xi^2)^{-1}$, такие что

$\lim_{n \rightarrow \infty} g_n = g$, $\lim_{n \rightarrow \infty} P g_n = P g$, $\lim_{n \rightarrow \infty} Q g_n = Q g$. (Для примера возьмем $g_n = \sum_{k=0}^n \langle g, H_k \rangle H_k$, где H_k — функции Эрмита.) Похожая последовательность $\tilde{g}_n$ может быть построена для $\tilde{g}$. Тогда

$$\begin{aligned} \langle P g, Q \tilde{g} \rangle &= \lim_{n \rightarrow \infty} \langle P g_n, Q \tilde{g}_n \rangle = \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} [\langle Q g_n, P \tilde{g}_n \rangle + i \langle g_n, \tilde{g}_n \rangle] = \langle Q g, P \tilde{g} \rangle + i \langle g, \tilde{g} \rangle. \end{aligned}$$

Вместе с (4.1.6) это дает $\langle g, \tilde{g} \rangle = 0$. Однако из (4.1.5) мы имеем $\langle g, \tilde{g} \rangle = 1$. Это противоречие доказывает теорему.² ■

Таким образом, мы можем суммировать наши находки:

- $\omega_0 t_0 > 2\pi \longrightarrow$ фреймов нет.
- $\omega_0 t_0 = 2\pi \longrightarrow$ фреймы существуют, но они имеют плохую частотно-временную локализацию.
- $\omega_0 t_0 < 2\pi \longrightarrow$ возможны фреймы (даже жесткие) с великолепной частотно-временной локализацией (см. § 3.4.4А).

Это отражено на рисунке 4.1, изображающем три области на ω_0, t_0 -плоскости. В § 3.4.1 отмечается, что ортонормированные базисы возможны только в «граничном случае» $\omega_0 t_0 = 2\pi$. Ввиду теоремы 4.1.1 это означает, что все ортонормированные базисы вида $\{g_{m,n}; m, n \in \mathbb{Z}\}$, где $g_{m,n}$ заданы (4.1.1), имеют плохую частотно-временную локализацию.

На самом деле $\omega_0 t_0$ является мерой «частотно-временной плотности» фрейма, образованного $g_{m,n}$. Мы можем, например, определить эту «плотность» так

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\#\{(m, n); (m\omega_0, nt_0) \in \lambda S\}}{|\lambda S|}, \quad (4.1.7)$$

где S — «разумное» множество из $\mathbb{R}^2$ (с ненулевой мерой Лебега). Этот предел не зависит от S и равняется $(\omega_0 t_0)^{-1}$. Эта «плотность» также появилась при обсуждении частотно-временной локализации в § 3.5, см. (3.5.17). Ограничение $(\omega_0 t_0)^{-1} \geq (2\pi)^{-1}$ означает, что частотно-временная плотность фрейма должна быть, по крайней мере, предельной плотностью Найквиста (в ее «обобщенной» форме, см. § 2.3). На самом деле теорема 4.1.1 говорит, что мы должны быть строго *над* предельной плотностью, если хотим иметь хорошую частотно-временную локализацию с использованием оконных фреймов Фурье.

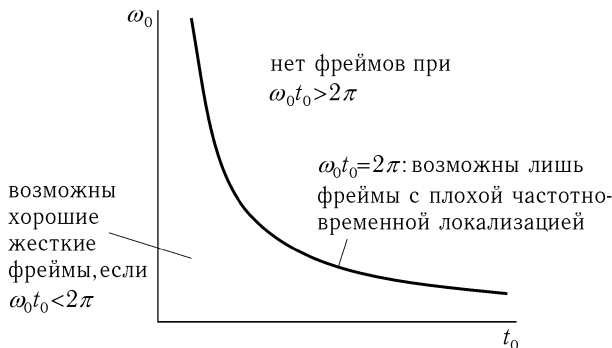


Рис. 4.1. Области $\omega_0 t_0 > 2\pi$, где фреймы невозможны, и $\omega_0 t_0 < 2\pi$, где существуют жесткие фреймы с замечательной частотно-временной локализацией, разделены гиперболой $\omega_0 t_0 = 2\pi$, единственной областью, где возможны ортонормированные базисы

Теперь вернемся к вейвлетам, для которых ситуация весьма отличается. Оказывается, что «в чистом виде» определения частотно-временной плотности для вейвлет-разложений нет. Мы уже встречали первое указание на это при изучении операторов локализации в § 2.8: для оконного случая Фурье число собственных значений в области перехода становится пренебрежимо малым (в сравнении с числом собственных значений, близких к 1), когда площадь области локализации стремится к бесконечности, в то время как для случая вейвлетов эти два числа — величины одного порядка. Это делает невозможным точное сравнение с предельной плотностью.

Нечто подобное происходит с семейством дискретных вейвлетов. При обсуждении частотно-временной локализации с помощью фреймов в § 3.5 мы видели, что функция, существенно сосредоточенная на $[-T, T] \times ([-\Omega_1, -\Omega_0] \times [\Omega_0, \Omega_1])$ частотно-временной плоскости, может быть аппроксимирована с хорошей точностью конечным числом вейвлетов. В отличие от оконного случая Фурье, отношение этого числа к частотно-временной площади $4T(\Omega_1 - \Omega_0)$ зависит от желаемой точности аппроксимации (см. (3.5.11)), что делает невозможным (как и в непрерывном случае) точное сравнение с предельной плотностью. С другой стороны, если мы попытаемся определить аналог (4.1.7) для гиперболических решеток с рисунка 1.4а, то найдем, что

$$R_S(\lambda) = \frac{\#\{(m, n); (m\omega_0, nt_0) \in \lambda S\}}{|\lambda S|}$$

(где S выбрано так, чтобы числитель был конечным), не стремится к какому-либо пределу при $\lambda \rightarrow \infty$. Для $S = [-T, T] \times \times ([-2^{m_1}, -2^{m_0}] \cup [2^{m_0}, 2^{m_1}])$ и $a_0 = 2$, например, $R_S(\lambda)$ колеблется между $\rho(1 - 2^{m_0-m_1-1})/(1 - 2^{m_0-m_1})$ и $2\rho(1 - 2^{m_0-m_1-1})/(1 - 2^{m_0-m_1})$, где ρ зависит от выбранного вейвлета ψ . Имеет место скорее этот феномен, чем отсутствие внутренней частотно-временной плотности для фрейма, что порождает проблему при подсчете числа вейвлетов, необходимых для частотно-временной локализации. Поэтому продвинемся несколько глубже.

Как мы заметили раньше, изначальных ограничений на значения параметров сдвига и сжатия для фрейма вейвлетов нет: *любые* a_0, b_0 могут быть использованы для определения жесткого фрейма с хорошей локализацией и по времени, и по частоте для ψ (см. § 3.3.5.А). На самом деле из (жесткого) фрейма с параметрами дискретизации a_0, b_0 мы всегда можем с помощью простого сжатия составить другой (жесткий) фрейм с параметрами a_0, b'_0 (a_0 то же), где b'_0 — произвольное.³ Поэтому неудивительно, что мы не имеем изначальных ограничений на a_0, b_0 . Мы можем избавиться от этой свободы сжатия, зафиксировав не только нормировку $\psi, \|\psi\| = 1$, но и потребовав, чтобы интеграл $\int d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2$ имел заданное значение. Для вещественной ψ мы можем, например, потребовать, чтобы $\int_0^\infty d\xi \xi^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 =$

$= \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = 1$. Жесткий фрейм, порожденный ψ , ограни-

ченной таким образом, автоматически имел бы границу $A = \frac{2\pi}{b_0 \ln a_0}$ (см. теорему 3.3.1). Сравнение с формулой $A = \frac{2\pi}{\omega_0 t_0}$ для жестких оконных фреймов Фурье наводит на мысль, что, может быть, выражение $(b_0 \ln a_0)^{-1}$ могло бы играть роль частотно-временной плотности для случая вейвлетов. Следующий пример хоронит все надежды в этом направлении. В следующем пункте мы встретимся с примером вейвлета Мейера ψ , для которого преобразование Фурье $\widehat{\psi} \in C^k$ имеет компактный носитель (k может быть ∞ , как в § 3.3.5.А; конструкции являются связанными) и $\psi_{m,n} = 2^{-m/2} \psi(2^{-m}x - n)$, $m, n \in \mathbb{Z}$, образуют ортонор-

мированный базис для $L^2(\mathbb{R})$. Лишь для этой главы определим

$$\psi_{m,n}^b(x) = 2^{-m/2} \psi(2^{-m}x - nb), \quad (4.1.8)$$

где ψ — вейвлет Мейера, а $b > 0$ — произвольное. Рассмотрим b -зависимые семейства $F(b) = \{\psi_{m,n}^b; m, n \in \mathbb{Z}\}$. При изменении b «плотность» соответствующей решетки тоже меняется. (Заметим, что a и ψ одинаковы для всех $F(b)$!) Если для вейвлетов выполняется какое-нибудь представление, сходное с рисунком 4.1, ввиду того, что $F(1)$ является ортонормированным базисом в $L^2(\mathbb{R})$, мы могли бы ожидать, что $L^2(\mathbb{R})$ не полностью натянута на $F(b)$, если $b > 1$ (векторов «недостаточно»), и что $F(b)$ не является линейно независимым («слишком много» векторов), если $b < 1$. Можно даже доказать (см. теорему 2.10 в работе Добеши [54], позже в этой главе мы тоже приведем набросок доказательства), что для некоторого $\varepsilon > 0$ семейство $F(b)$ является базисом Рисса в $L^2(\mathbb{R})$ для любого $b \in]1 - \varepsilon, 1 + \varepsilon[$. Этот пример убедительно показывает, что применение «частотно-временной интуиции» не всегда безопасно, если дело касается семейств вейвлетов.

4.2. Ортонормированные базисы

4.2.1. Ортонормированные базисы вейвлетов

Заключение из последнего параграфа кажется весьма отрицательным для вейвлетов: четкого понятия частотно-временной плотности нет. В этом параграфе мы сделаем акцент на гораздо более позитивный аспект: существование ортонормированных базисов вейвлетов с хорошей частотно-временной локализацией.

Исторически первым ортонормированным базисом вейвлетов был базис Хаара, построенный задолго до того, как сформировался термин «вейвлет». Как мы уже видели в главе 1, базисным вейвлетом является

$$\psi(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x < \frac{1}{2}, \\ -1, & \frac{1}{2} \leq x < 1, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (4.2.1)$$

В § 1.6 мы показали, что $\psi_{m,n}(x) = 2^{-m/2} \psi(2^{-m}x - n)$ образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Функция Хаара не является непрерыв-

ной, ее преобразование Фурье убывает лишь как $|\xi|^{-1}$, соответствуя плохой частотной локализации. Тогда может показаться, что этот базис не лучше, чем оконный базис Фурье

$$g_{m,n}(x) = e^{2\pi i m x} g(x - n), \quad (4.2.2)$$

где

$$g(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

который тоже является ортонормированным базисом в $L^2(\mathbb{R})$. Однако базис Хаара уже имеет преимущество, которого нет у данного оконного базиса Фурье. Оказывается, например, что базис Хаара является безусловным базисом в $L^p(\mathbb{R})$, $1 < p < \infty$, а оконный базис Фурье (4.2.2) не является таковым, если $p \neq 2$.⁴ К этому мы вернемся в главе 9. Для анализа более гладких функций разрывный базис Хаара подходит плохо.

Базис Литлвуда–Пэли представляет собой ортонормированный базис вейвлетов с частотно-временными свойствами, противоположными свойствам базиса Хаара. Для него

$$\widehat{\psi}(\xi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2}, & \pi \leq |\xi| \leq 2\pi, \\ 0 & \text{в противном случае} \end{cases}$$

или

$$\psi(x) = (\pi x)^{-1} (\sin 2\pi x - \sin \pi x).$$

Легко проверить, что $\psi_{m,n}(x) = 2^{-m/2} \psi(2^{-m}x - n)$ на самом деле образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Имеем $\|\psi_{m,n}\| = 1$ для всех $m, n \in \mathbb{Z}$ и

$$\begin{aligned} \sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2 &= \sum_{m,n} (2\pi)^{-1} 2^m \left| \int_{2^{-m}\pi \leq |\xi| \leq 2^{-m+1}\pi} d\xi \widehat{f}(\xi) e^{in2^m\xi} \right|^2 = \\ &= \sum_{m,n} (2\pi)^{-1} 2^{-m} \left| \int_{\pi \leq |\zeta| \leq 2\pi} d\zeta \widehat{f}(2^{-m}\zeta) e^{in\zeta} \right|^2 = \\ &= \sum_{m,n} (2\pi)^{-1} 2^{-m} \left| \int_0^{2\pi} d\zeta e^{in\zeta} [\widehat{f}(2^{-m}\zeta) \chi_{[\pi, 2\pi]}(\zeta) + \widehat{f}(2^{-m}(\zeta - 2\pi)) \chi_{[0, \pi]}(\zeta)] \right|^2 = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_m 2^{-m} \int_0^{2\pi} d\zeta |\widehat{f}(2^{-m}\zeta)\chi_{[\pi, 2\pi]}(\zeta) + \widehat{f}(2^{-m}(\zeta - 2\pi))\chi_{[0, \pi]}(\zeta)|^2 = \\
&= \sum_m 2^{-m} \int_{\pi \leq \zeta \leq 2\pi} d\zeta |\widehat{f}(2^{-m}\zeta)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\widehat{f}(\zeta)|^2 = \|f\|^2.
\end{aligned}$$

Ввиду предложения 3.2.1 отсюда получаем, что $\{\psi_{m,n}; m, n \in \mathbb{Z}\}$ — ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Функция $\psi(x)$ убывает так же плохо ($\psi(x) \sim |x|^{-1}$ при $x \rightarrow \infty$), как и ортонормированный оконный базис Фурье, использованный в разложении Шеннона (2.1.1); оба имеют замечательную частотную локализацию, поскольку их преобразования Фурье финитны.

За последние десять лет было построено несколько ортонормированных базисов вейвлетов для $L^2(\mathbb{R})$, обладающих лучшими качествами как базиса Хаара, так и базиса Литлвуда–Пэли: эти новые конструкции имеют замечательные свойства локализации и по времени, и по частоте. Первая из конструкций принадлежит Стромбергу [169]. Его вейвлеты имеют экспоненциальное убывание и принадлежат C^k (k — произвольное, но конечное). К сожалению, его конструкция мало замечена к настоящему времени. Следующим примером является базис Мейера, упомянутый выше ([140]), в котором ψ имеет компактный носитель (значит, $\psi \in C^\infty$) и принадлежит C^k (k — произвольное, может быть ∞). Не зная в то время о конструкции Стромберга, на самом деле Мейер обнаружил этот базис, пытаясь доказать эквивалент теоремы 4.1.1 для вейвлетов, который бы показал невозможность существования этих замечательных базисов вейвлетов! Вскоре после этого Чамичан [171] сконструировал первый пример того, что мы будем называть биортонормальными базисами вейвлетов (см. § 8.3). В следующем году Батл [17] и Лемарье [124], используя очень разные методы, получили идентичные семейства ортонормированных базисов вейвлетов с экспоненциально убывающей $\psi \in C^k$ (k — произвольное, но конечное). (Батл был вдохновлен техникой из квантовой теории поля, Лемарье использовал некоторые вычисления Чамичана.) Имея похожие свойства, вейвлеты Батла–Лемарье все-таки отличаются от вейвлетов Стромберга. Осенью 1986 Малла и Мейер развили понятие «кратномасштабный анализ», дав удовлетворительное объяснение всем этим конструкциям и обеспечив инструмент для построения других базисов. Оставим, однако,

это для последующих глав. Прежде чем перейти к кратномасштабному анализу, сделаем обзор конструкции базиса вейвлетов Мейера.

Конструкция $|\hat{\psi}|$ схожа с жестким фреймом из § 3.5.5А. Этот фрейм имеет избыточность 2 (векторов вдвое «больше»). Чтобы избавиться от этой избыточности, в конструкции Мейера скомбинированы положительные и отрицательные частоты (пары функций сведены к одной функции). Чтобы получить ортонормированность, необходимо умелое манипулирование с фазовыми множителями. Более точно определим ψ так

$$\hat{\psi}(\xi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2} e^{i\xi/2} \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu\left(\frac{3}{2\pi}|\xi| - 1\right)\right], & \frac{2\pi}{3} \leq |\xi| \leq \frac{4\pi}{3}, \\ (2\pi)^{-1/2} e^{i\xi/2} \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu\left(\frac{3}{4\pi}|\xi| - 1\right)\right], & \frac{4\pi}{3} \leq |\xi| \leq \frac{8\pi}{3}, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases} \quad (4.2.3)$$

где ν — функция из C^k или C^∞ , удовлетворяющая (3.3.25), т. е.

$$\nu(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \leq 0, \\ 1, & \text{если } x \geq 1, \end{cases} \quad (4.2.4)$$

с дополнительным свойством

$$\nu(x) + \nu(1-x) = 1. \quad (4.2.5)$$

$\hat{\psi}$ имеет ту же гладкость, что и ν . На рисунке 4.2 показан вид типичных ν и $|\hat{\psi}|$. Для доказательства того, что $\psi_{m,n}(x) = 2^{-m/2}\psi(2^{-m}x - n)$ образуют ортонормированный базис, мы должны лишь проверить, что

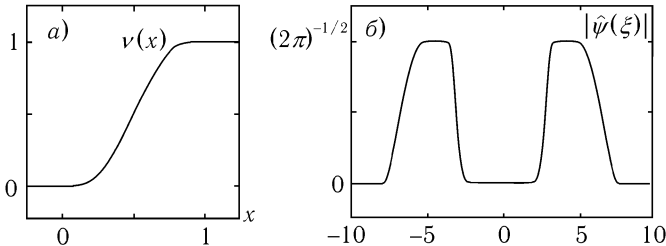


Рис. 4.2. Функции ν и ψ , заданные формулами (4.2.3) – (4.2.5)

$\|\psi\| = 1$, а функции $\psi_{m,n}$ образуют жесткий фрейм с постоянной фрей-ма 1 (см. предложение 3.2.1).

Имеем

$$\begin{aligned} \|\psi\|^2 &= (2\pi)^{-1} \left\{ \int_{\frac{2\pi}{3} \leq |\xi| \leq \frac{4\pi}{3}} d\xi \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{3}{2\pi} |\xi| - 1 \right) \right] + \right. \\ &+ \int_{\frac{4\pi}{3} \leq |\xi| \leq \frac{8\pi}{3}} d\xi \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{3}{4\pi} |\xi| - 1 \right) \right] \Big\} = (2\pi)^{-1} \left\{ 2 \frac{2\pi}{3} \int_0^1 ds \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] + \right. \\ &\left. + 2 \frac{4\pi}{3} \int_0^1 ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] \right\} = \frac{2}{3} \left\{ 1 + \int_0^1 ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Но

$$\begin{aligned} \int_0^1 ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] &= \int_0^{1/2} ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] + \int_0^{1/2} ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \nu \left(\frac{1}{2} - s \right) \right) \right] = \\ &(\text{т. к. } \nu(s + 1/2) = 1 - \nu(1/2 - s) \text{ из-за (4.2.5)}) \\ &= \int_0^{1/2} ds \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s) \right] + \int_0^{1/2} ds' \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \nu(s') \right] = \frac{1}{2}, \end{aligned}$$

откуда $\|\psi\|^2 = 1$.

Чтобы оценить $\sum_{m,n} |\langle f, \psi_{m,n} \rangle|^2$, используем оценки Чамичана (3.3.21), (3.3.22). Вначале докажем, что $\beta_1(2\pi(2k+1)) = 0$ для всех $k \in \mathbb{Z}$, т. е. для всех $\zeta \in \mathbb{R}$

$$\sum_{l=0}^{\infty} \overline{\widehat{\psi}(2^l \zeta)} \widehat{\psi}[2^l(\zeta + 2\pi(2k+1))] = 0. \quad (4.2.6)$$

Ввиду носителя $\widehat{\psi}$, ненулевой вклад в (4.2.6) возможен только лишь, если $|2^l \zeta| \leq \frac{8\pi}{3}$ и $|2^l(\zeta + 2\pi(2k+1))| \leq \frac{8\pi}{3}$, что влечет $2^l |2k+1| \leq 8/3$. Парам (l, k) , удовлетворяющими этому условию, являются лишь $(0, 0)$,

$(0, -1)$, $(1, 0)$ и $(1, -1)$. Рассмотрим $k = 0$ (для $k = -1$ рассуждения аналогичные). Тогда левая часть (4.2.6) превращается в

$$\widehat{\psi}(\zeta)\widehat{\psi}(\zeta + 2\pi) + \widehat{\psi}(2\zeta)\widehat{\psi}(2\zeta + 4\pi). \quad (4.2.7)$$

Легко проверить, что оба члена из (4.2.7) равны нулю, если ζ лежит вне интервала $-\frac{4\pi}{3} \leq \zeta \leq -\frac{2\pi}{3}$. Для значений ζ из этого интервала $\zeta = -\frac{4\pi}{3} + \frac{2\pi}{3}\alpha$, где $0 \leq \alpha \leq 1$, и мы имеем

$$\begin{aligned} (4.2.7) &= e^{-i\zeta/2} \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu(1-\alpha)\right] e^{i(\zeta+2\pi)/2} \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] + \\ &\quad + e^{-i\zeta} \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu(1-\alpha)\right] e^{i(\zeta+2\pi)} \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] = \\ &= -\cos\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] + \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu(\alpha)\right] = \\ &\quad \text{(с использованием (4.2.5))} = 0. \end{aligned}$$

Это доказывает равенство (4.2.6). С другой стороны, легко проверить, что $\sum_m |\widehat{\psi}(2^m \xi)|^2 = (2\pi)^{-1}$ для всех $\xi \neq 0$. Тогда из (3.3.21), (3.3.22) следует, что функции $\psi_{m,n}$ образуют жесткий фрейм с границей 1. (Аналогичными вычислениями можно доказать, что $F(b)$ (см. конец § 4.1) образует базис Рисса для $L^2(\mathbb{R})$, если b близко к 1.⁵)

Такое доказательство того, что вейвлеты Мейера образуют ортонормированный базис, опирается на квазичудесные сокращения, использующие взаимодействие фазы $\widehat{\psi}$ и специального свойства (4.2.5) функции ν . Используя кратномасштабный анализ, мы будем способны объяснить большинство этих чудес (см. следующую главу). На рисунке 4.3 помещен график $\psi(x)$, где $\nu(x) = x^4(35 - 84x + 70x^2 - 20x^3)$ для $0 \leq x \leq 1$ выбрана из $C^{4-\varepsilon}$. Заметим, что даже если $\nu \in C^\infty$, то ψ убывает быстрее любой отрицательной степени, т.е. для всех $N \in \mathbb{N}$ существует такая $C_N < \infty$, что

$$|\psi(x)| \leq C_N(1 + |x|^2)^{-N}, \quad (4.2.8)$$

численно ψ может убывать довольно медленно (т.е. величина $\inf\{a; |\psi(x)| \leq 0.001\|\psi\|_{L^\infty} \text{ для } |x| > a\}$ может быть очень велика, что указывает на большое значение C_N из (4.2.8)). Экспоненциально убывающие вейвлеты Стромберга или Батла–Лемарье имеют более быстрое численное убывание за счет ухудшения регулярности.

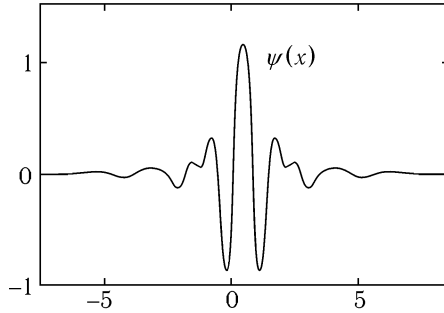


Рис. 4.3. Вейвлет Мейера $\psi(x)$ для $\nu(x) = x^4(35 - 84x + 70x^2 - 20x^3)$

Что касается ортонормированных базисов, по-видимому, здесь вейвлеты подходят больше, чем оконные функции Фурье: существуют конструкции, в которых обе функции ψ и $\widehat{\psi}$ имеют быстрое убывание, что полностью противоречит теореме 4.1.1, которая не позволяет хорошо убывать одновременно g и $\widehat{g}$, если g — оконная функция, приводящая к ортонормированному базису. Если бы я писала эту главу три года назад, возможно, на этом бы я остановилась. Но ситуация не так проста: за последние несколько лет оконное преобразование Фурье преподнесло несколько сюрпризов, которые мы кратко обсудим в оставшейся части этой главы.

4.2.2. Вновь оконное преобразование Фурье: и все-таки «хорошие» ортонормированные базисы!

Одним из способов, с помощью которого можно было бы попытаться обобщить оконную конструкцию Фурье и обойти теорему 4.1.1, является рассмотрение семейств $g_{m,n}(x)$, не порожденных точной частотно-временной решеткой. Это дает возможность маленького маневра: в [26] Бургейн сконструировал такой ортонормированный базис $(g_j)_{j \in J}$ для $L^2(\mathbb{R})$, что

$$\int dx (x - x_j)^2 |g_j(x)|^2 \leq C, \quad \int d\xi (\xi - \xi_j)^2 |\widehat{g}_j(\xi)|^2 \leq C, \quad (4.2.9)$$

равномерно по $j \in J$, где $x_j = \int dx x |g_j(x)|^2$, $\xi_j = \int d\xi \xi |\widehat{g}_j(\xi)|^2$. (Заметим, что базисы вейвлетов не удовлетворяют такой равномерной

оценке.⁶⁾ Отказ от решеточной структуры, таким образом, допускает лучшую локализацию, чем это разрешено теоремой Бальяна–Лоу. Однако Стегер (личное общение, 1986) доказал, что даже небольшое улучшение свойств локализации (4.2.9) невозможно: $L^2(\mathbb{R})$ не допускает ортонормированного базиса $(g_j)_{j \in J}$, удовлетворяющего неравенствам

$$\int dx (x - x_j)^{2(1+\varepsilon)} |g_j(x)|^2 \leq C, \quad \int d\xi (\xi - \xi_j)^{2(1+\varepsilon)} |\widehat{g}_j(\xi)|^2 \leq C, \quad (4.2.10)$$

равномерным по j , если $\varepsilon > 0$. Поэтому данный подход не может привести к хорошей частотно-временной локализации. Существует другой способ, с помощью которого мы можем попробовать отойти от решеточной схемы (4.1.1). Заметим, что в (4.2.9), (4.2.10) «частотно-временная локализация» означает свойства сильного убывания $g_{m,n}$, $(g_{m,n})^\wedge$ по мере удаления от средних величин $x_{m,n}$, $\xi_{m,n}$. Это соответствует картинке, на которой и $g_{m,n}$, и $(g_{m,n})^\wedge$ имеют существенно *один* пик. Вилсон ([186]) предложил вместо этого конструировать ортонормированные базисы $g_{m,n}$ типа

$$g_{m,n}(x) = f_m(x - n), \quad m \in \mathbb{N}, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad (4.2.11)$$

где $\widehat{f}_m$ имеет *два* пика, расположенных возле $\frac{m}{2}$ и $-\frac{m}{2}$,

$$\widehat{f}_m(\xi) = \varphi_m^+\left(\xi - \frac{m}{2}\right) + \varphi_m^-\left(\xi + \frac{m}{2}\right), \quad (4.2.12)$$

где φ_m^+ , φ_m^- сосредоточены около 0. Это полностью меняет картину. В [186] Вилсон привел численные свидетельства существования такого ортонормированного базиса с равномерным экспоненциальным убыванием f_m и φ_m^+ , φ_m^- . В своей численной конструкции он далее «оптимизирует» локализацию, требуя

$$\int d\xi \xi^2 \overline{(\psi_{m,n})^\wedge(\xi)} \psi_{m',n'}(\xi) = 0, \quad (4.2.13)$$

если $|m - m'| > 1$ или если $\begin{cases} |m - m'| = 1, \\ |n - n'| > 1. \end{cases}$

Салливан и другие [170] представляют рассуждения, объясняющие и существование базиса Вилсона, и его экспоненциальное убывание. В обоих

работах присутствует бесконечно много функций $\varphi_m^\pm$, которые стремятся к предельной функции $\varphi_\infty^\pm$ при стремлении m к ∞ .

Мораль конструкции Вилсона в том, что такие ортонормированные базисы с хорошей фазовой и пространственной локализацией возможны, по-видимому, если используются бимодальные функции такие, как в (4.2.13).

Заметим, что многие из наших вейвлет-конструкций, как фреймы, так и ортонормированные базисы, встречавшиеся ранее, имеют эти два пика по частоте (один для $\xi > 0$, другой для $\xi < 0$). В случае фреймов или непрерывного вейвлет-преобразования две области частот могут быть отделены (соответствуя функциям с одним пиком по частоте, см. § 3.3.5.А или (2.4.9)), но для ортонормированных базисов это не кажется справедливым. Позднее мы увидим, что два частотных пика ψ не обязательно симметричны: существует даже пример, где $\|\psi\|^{-2} \int_{\xi \leq 0} d\xi |\widehat{\psi}(\xi)|^2$ — как угодно малая (но строго положительная)

величина. Однако не существует примера достаточно хорошо локализованных функций $\psi^\pm$, имеющих $\text{supp}(\widehat{\psi}^\pm) \subset \mathbb{R}^\pm$ и таких, что семейство $\{\psi_{m,n}^\varepsilon; m, n \in \mathbb{Z}, \varepsilon = + \text{ или } -\}$ образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$, соответствующий базису вейвлетов с только одним «пиком» по частоте. (Точно так же не существует примера достаточно гладкой функции $\eta = \widehat{\psi}^+$ такой, что $2^{m/2} \exp(2\pi i 2^m n \xi) \eta(2^m \xi)$, $m, n \in \mathbb{Z}$, являются ортонормированным базисом в $L^2(\mathbb{R}^+)$.) Представляется (пока бездоказательно), что таких базисов не существует.⁷

Вернемся все-таки к базисам Вилсона. Если отказаться от ограничения (4.2.13) (если $f_m, \varphi_m^\pm$ имеют экспоненциальное убывание, то эти величины убывают экспоненциально быстро по $|m - m'|, |n - n'|$), то предположки Вилсона (4.2.11), (4.2.12) могут быть значительно упрощены.

В [64] Добеши, Джафар и Журне предложили конструкцию, в которой используется только одна функция φ . Точнее, в этой конструкции определены

$$g_{m,n}(x) = f_m(x - n), \quad m \in \mathbb{N} \setminus \{0\}, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad (4.2.14)$$

где

$$\begin{aligned} \widehat{f}_1(\xi) &= \varphi(\xi), \\ \widehat{f}_2(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(\xi - 2\pi) - \varphi(\xi + 2\pi)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\widehat{f}_3(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(\xi - 2\pi) + \varphi(\xi + 2\pi)] e^{i\xi/2}, \\
\widehat{f}_4(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(\xi - 4\pi) + \varphi(\xi + 4\pi)], \\
\widehat{f}_5(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(\xi - 4\pi) - \varphi(\xi + 4\pi)] e^{i\xi/2} \quad \text{и т. д.} \dots \\
\text{или } \widehat{f}_{2l+\sigma}(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(\xi - 2\pi l) + (-1)^{l+\sigma} \varphi(\xi + 2\pi l)] e^{i\sigma\xi/2},
\end{aligned} \tag{4.2.15}$$

где $l \in \mathbb{N}$, $\sigma = 0$ или 1 , случай $l = 0$, $\sigma = 0$ исключен. Результатом появления этих фазовых множителей и смены знаков будет

$$f_1(x) = \check{\varphi}(x),$$

$$f_{2l+\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \check{\varphi}\left(x + \frac{\sigma}{2}\right) e^{i\pi\sigma l} [e^{2\pi i l x} + (-1)^{l+\sigma} e^{-2\pi i l x}].$$

Если перенумеровать $g_{m,n}$ в (4.2.14), определив $G_{m,n}$, $m \in \mathbb{N}$, $n \in \mathbb{Z}$ по формулам

$$G_{0,n} = g_{1,n}, \quad G_{l,2n+\sigma} = g_{2l+\sigma,n},$$

то

$$G_{0,n}(x) = \check{\varphi}(x - n), \tag{4.2.16}$$

и для всех $l > 0$

$$G_{l,n}(x) = \sqrt{2} \check{\varphi}\left(x - \frac{n}{2}\right) \begin{cases} \cos 2\pi l x, & \text{если } l + n \text{ четное,} \\ \sin 2\pi l x, & \text{если } l + n \text{ нечетное.} \end{cases} \tag{4.2.17}$$

Эта конструкция (как и другие, упомянутые ниже) показывает, что ключ к получению хорошей частотно-временной локализации (φ может быть выбрана так, что φ , $\check{\varphi}$ имеют экспоненциальное убывание) и ортонормированности в рамках оконного подхода Фурье — это использование синусов и косинусов (взятых попеременно в надлежащем порядке) вместо комплексных экспонент.

Вернемся к (4.2.14), (4.2.15) и покажем, что эта конструкция может привести к ортонормированному базису. Как обычно, нам нужно лишь проверить, что $\|g_{m,n}\| = 1$ и $\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n \in \mathbb{N}} |\langle h, g_{m,n} \rangle|^2 = \|h\|^2$. Мы немедленно

имеем $\|g_{1,n}\| = \|f_1\| = \|\varphi\|$ и для $m > 1$

$$\begin{aligned}\|g_{m,n}\|^2 &= \|f_m\|^2 = \|f_{2l+\sigma}\|^2 = (m = 2l + \sigma, l > 0) \\ &= \frac{1}{2} \left[2\|\varphi\|^2 + 2(-1)^{l+\sigma} \int d\xi \varphi(\xi) \varphi(\xi + 4\pi l) \right]\end{aligned}$$

(для простоты предполагаем, что φ — вещественная). Тогда $\|g_{m,n}\| = 1$ для всех m, n , если

$$\int d\xi \varphi(\xi) \varphi(\xi + 4\pi l) = \delta_{l0}. \quad (4.2.18)$$

С другой стороны,

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n \in \mathbb{N}} |\langle h, g_{m,n} \rangle|^2 = 2\pi \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k \in \mathbb{N}} \int d\xi \widehat{h}(\xi) \overline{\widehat{h}(\xi + 2\pi k)} \widehat{f}_m(\xi) \widehat{f}_m(\xi + 2\pi k).$$

Это равняется $\|h\|^2$, если

$$\sum_{m=1}^{\infty} \overline{\widehat{f}_m(\xi)} \widehat{f}_m(\xi + 2\pi k) = (2\pi)^{-1} \delta_{k0}. \quad (4.2.19)$$

После простых манипуляций приходим к равенству

$$\begin{aligned}\sum_{m=1}^{\infty} \overline{\widehat{f}_m(\xi)} \widehat{f}_m(\xi + 2\pi k) &= \varphi(\xi) \varphi(\xi + 2\pi k) + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} \varphi(\xi + 2\pi l) \varphi(\xi + 2\pi l + 2\pi k) [1 + (-1)^k] + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} (-1)^l \varphi(\xi - 2\pi l) \varphi(\xi + 2\pi l + 2\pi k) [1 - (-1)^k].\end{aligned} \quad (4.2.20)$$

Если $k = 2k' + 1$, то оно сводится к выражению

$$\sum_{l \in \mathbb{Z}} (-1)^l \varphi(\xi - 2\pi l) \varphi(\xi + 2\pi(l + 2k' + 1)), \quad (4.2.21)$$

равному нулю, поскольку подстановка $l' = -(l + 2k' + 1)$ переводит (4.2.21) в то же значение с отрицательным знаком. Если $k = 2k'$, то (4.2.19) сводится к

$$\sum_{l \in \mathbb{Z}} \varphi(\xi + 2\pi l) \varphi(\xi + 2\pi l + 4\pi k') = (2\pi)^{-1} \delta_{k'0}. \quad (4.2.22)$$

Тогда $\{g_{m,n}; m \in \mathbb{N} \setminus \{0\}, n \in \mathbb{Z}\}$ образуют ортонормированный базис, если φ — вещественная функция, удовлетворяющая (4.2.18) и (4.2.22). Заметим, что, интегрируя (4.2.22) по ξ от 0 до 2π , автоматически приходим к (4.2.18), так что в действительности нужно удовлетворить единственное условие (4.2.22). Как оказывается, это легко сделать: например, мы можем взять $\text{supp } \varphi \subset [-2\pi, 2\pi]$, так что (4.2.22) удовлетворяется автоматически для $k' \neq 0$, и нам нужно лишь проверить равенство $\sum_{l \in \mathbb{Z}} \varphi(\xi + 2\pi l)^2 = (2\pi)^{-1}$. Это верно, если, например,

$$\varphi(\xi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2} \sin \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\xi}{2\pi} + 1 \right) \right], & -2\pi \leq \xi \leq 0, \\ (2\pi)^{-1/2} \cos \left[\frac{\pi}{2} \nu \left(\frac{\xi}{2\pi} \right) \right], & 0 \leq \xi \leq 2\pi, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

где ν из (4.2.4). Если ν из C^∞ , то f_m убывают быстрее, чем любая отрицательная степень, но, как и для базиса Мейера, численное убывание может быть медленным. Более быстрое убывание для f_m можно получить с помощью φ , носитель которой не компактен. Для построения такой φ , удовлетворяющей (4.2.22), мы снова можем использовать преобразование Зака, нормированное так, что

$$(Zh)(s, t) = (4\pi)^{1/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} e^{2\pi i t l} h(4\pi(s - l)).$$

Нормированное таким образом Z вновь действует унитарно из $L^2(\mathbb{R})$ в $L^2([0, 1]^2)$. Нетрудно проверить, что (4.2.22) эквивалентно

$$|(Z\varphi)(s, t)|^2 + |(Z\varphi)(s + \frac{1}{2}, t)|^2 = 2. \quad (4.2.23)$$

(Все подробности приведены в работе Добеши, Джафара и Журне [64].) Это приводит к следующей технике конструирования φ .

- Выберем любое h при условии, что

$$0 < \alpha \leq |Zh(s, t)|^2 + |Zh(s + \frac{1}{2}, t)|^2 \leq \beta < \infty. \quad (4.2.24)$$

- Определим φ так:

$$Z\varphi(s, t) = \sqrt{2} \frac{Zh(s, t)}{\left[|Zh(s, t)|^2 + |Zh(s + \frac{1}{2}, t)|^2 \right]^{1/2}}. \quad (4.2.25)$$

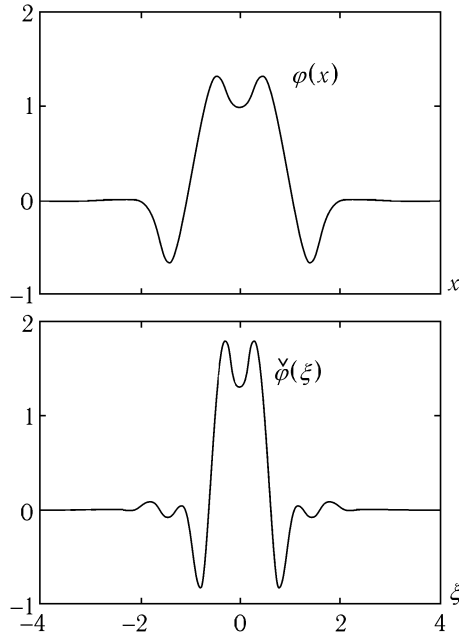


Рис. 4.4. Функции φ и $\check{\varphi}$, соответствующие (4.2.25), где $h(x) = \pi^{-1/4} \exp(-x^2/2)$

Если h и $\hat{h}$ убывают экспоненциально, то, оказывается, φ также убывает экспоненциально. На рисунке 4.4 показан график φ и $\check{\varphi}$, когда h — гауссиан. (Гауссианы на самом деле удовлетворяют (4.2.24).) Интересно, что (4.2.23) в точности эквивалентно требованию, чтобы функции $\check{\varphi}_{m,n}(x) = e^{2\pi i m x} \check{\varphi}(x - \frac{n}{2})$ или, что то же самое, $\psi_{m,n}(\xi) = e^{\pi i n \xi} \varphi(\xi - m)$, где $m, n \in \mathbb{Z}$, образовывали жесткий фрейм (с избыточностью, необходимо равной 2) в $L^2(\mathbb{R})$. Конструкция (4.2.25) может быть интерпретирована как переход от общего фрейма, порожденного h , к жесткому фрейму с применением $(F^* F)^{-1/2}$ (см. примечание 11 после главы 3 или работу Добеши, Джафара, Журне [64]). Такой базис Вилсона можно рассматривать как результат разумного «пропалывания» (жесткого) фрейма, в котором элементов «вдвое больше».

Возможны многочисленные вариации этой схемы Вилсона. Лаенг ([116]) сконструировал расширение предложенной ранее схемы, в кото-

ром не нужна такая регулярность по частоте. Ошер ([8]) переформулировал всю конструкцию: начиная непосредственно с (4.2.16), (4.2.17), он вывел все результаты без использования преобразования Фурье и построил различные примеры. В частности, он получил примеры, в которых, если использовать (4.2.17), «окно» $\check{\varphi}$ имеет компактный носитель, что очень полезно для приложений. Эти примеры тоже можно рассматривать как результат «прополки» жестких фреймов с избыточностью, равной 2, полученных выбором $\omega_0 t_0 = \pi$ в § 3.4.4.A.

Другие оконные базисы Фурье, использующие косинусы и синусы вместо комплексных экспонент и приводящие к хорошей частотно-временной локализации, были обнаружены Малваром ([138]) и Койфманом и Мейером ([45]). В работе Малвара снова используются чередующиеся косинусы и синусы. Он описал приложения своей конструкции к кодированию речи. «Базис локализованных синусов» Койфмана и Мейера начинается с разбиения $\mathbb{R}$ на интервалы

$$\mathbb{R} = \bigcup_{j \in \mathbb{Z}} [a_j, a_{j+1}],$$

где $a_j < a_{j+1}$ и $\lim_{j \rightarrow \pm\infty} a_j = \pm\infty$. Затем они строят оконные функции w_j , локализованные около этих $I_j = [a_j, a_{j+1}]$ и слегка перекрывающиеся на соседних интервалах,

$$0 \leq w_j(x) \leq 1,$$

$$w_j(x) = 1 \text{ для } a_j + \varepsilon_j \leq x \leq a_{j+1} - \varepsilon_{j+1},$$

$$0 \text{ для } x \leq a_j - \varepsilon_j \text{ или } x \geq a_{j+1} + \varepsilon_{j+1},$$

здесь предполагается, что ε_k удовлетворяют условию $a_j + \varepsilon_j \geq a_{j+1} - \varepsilon_{j+1}$ для всех j . Более того, требуется, чтобы w_j и w_{j-1} дополняли друг друга около a_j : $w_j(x) = w_{j-1}(2a_j - x)$ и $w_j^2(x) + w_{j-1}^2(x) = 1$, если $|x - a_j| \leq \varepsilon_j$. (Все это достигается с помощью гладкой w_j ; например, можно взять $w_j(x) = \sin\left[\frac{\pi}{2}\nu\left(\frac{x - a_j + \varepsilon_j}{2\varepsilon_j}\right)\right]$ для $|x - a_j| \leq \varepsilon_j$ и $w_j(x) = \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu\left(\frac{x - a_{j+1} + \varepsilon_{j+1}}{\varepsilon_{j+1}}\right)\right]$ для $|x - a_{j+1}| \leq \varepsilon_{j+1}$, где ν удовлетворяет (4.2.4) и (4.2.5).) Койфман и Мейер ([45]) доказали, что семейство $\{u_{j,k}; j, k \in \mathbb{Z}\}$, где

$$u_{j,k}(x) = \sqrt{\frac{2}{a_{j+1} - a_j}} w_j(x) \sin\left[\pi\left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{x - a_j}{a_{j+1} - a_j}\right],$$

образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$, состоящий из функций с компактным носителем, быстро убывающих по частоте. Этот базис дополнительно имеет очень интересное свойство: если для любого $j \in \mathbb{Z}$ мы определим P_j , ортогональный проектор на пространство, натянутое на $\{u_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}$ («фактически» P_j является проекцией на $[a_j, a_{j+1}]$), то $P_j + P_{j+1}$ в точности является оператором проектирования $\tilde{P}_j$, относящимся к $[a_j, a_{j+2}]$. Мы могли бы получить это, выбросив точку a_{j+1} из нашей «нарезки» $\mathbb{R}$ (т.е. если бы начали с последовательности $\tilde{a}_k, \tilde{a}_k = a_k$ для $k \leq j, \tilde{a}_k = a_{k+1}$ для $k \geq j+1$). Это свойство дает возможность разбивать и перегруппировывать интервалы по желанию в зависимости от имеющегося в виду приложения. Очень хорошее обсуждение этой конструкции, содержащее все детали, проведено Ошером, Вайсом и Вихерхаузером в [10].

Таким образом, для ортонормированных оконных базисов Фурье имеется даже больше, чем это ожидалось лишь несколько лет назад. Однако ни один из этих базисов не является безусловным базисом для $L^p(\mathbb{R})$, если $p \neq 2$. Это один пункт, где базисы вейвлетов имеют преимущество: они оказались безусловными базисами для гораздо большего семейства пространств, чем даже эти «хорошие» оконные базисы Фурье. К этому мы вернемся в главе 9.

Примечания

1. В доказательстве Риффела не строится явное выражение для f , ортогональной всем $g_{m,n}$. Это является вызовом читателю: найти (простую) конструкцию $f \perp g_{m,n}$ для всех m, n , произвольных ω_0, t_0 , где $\omega_0 t_0 > 2\pi$.

2. Для ортонормированных базисов доказательство будет намного проще. В этом случае нам не нужно заботиться о преобразовании Зака, которое было введено лишь для доказательства того, что если $Qg, Pg \in L^2$, то $Q\tilde{g}, P\tilde{g} \in L^2$ тоже. Для ортонормированных базисов мы можем начать прямо с пункта 5, установив $\langle Qg, Pg \rangle = \langle Pg, Qg \rangle$, что невозможно по пункту 6. Это и есть оригинальное элегантное доказательство Батла из [18].

3. Если функции $\psi_{m,n}(x) = a_0^{-m/2} \psi(a_0^{-m}x - nb_0)$ образуют (жесткий) фрейм, то же верно и для функций $\psi_{m,n}^\#(x) = a_0^{-m/2} \psi^\#(a_0^{-m}x - nb'_0)$, где $\psi^\#(x) = (b_0/b'_0)^{1/2} \psi(b_0x/b'_0)$.

4. Следующий пример иллюстрирует это, показывая, что комплексные экспоненты $\exp(2\pi i n x)$ не образуют безусловного базиса для $L^p([0, 1])$, если $p \neq 2$. Можно показать (см. работу Зигмунда [189]), что

$$\left| \sum_{n=2}^{\infty} n^{-1/4} e^{2\pi i n x} \right| \underset{|x| \rightarrow 0}{\sim} C |x|^{-3/4} \left| \sum_{n=2}^{\infty} n^{-1/4} e^{i\sqrt{n}} e^{2\pi i n x} \right| \underset{x \rightarrow 0}{\gtrsim} \underset{x \rightarrow 0}{\gtrsim} C |\log x| \underset{x \rightarrow 0}{\lesssim} C x^{-2}.$$

В обоих случаях $x = 0$ является наихудшей особенностью, а интегрируемость степеней этих функций на $[0, 1]$ определяется их поведением возле 0. Первая функция принадлежит L^p для $p < \frac{4}{3}$, вторая — нет, даже если модули их коэффициентов Фурье совпадают. Это означает, что функции $(2\pi i n x)$ не образуют безусловный базис для $L^{4/3}([0, 1])$.

Базис Хаара для интервала $[0, 1]$ состоит из $\{\varphi\} \cup \{\psi_{m,n}; m, n \in \mathbb{Z}, m \leq 0, 0 \leq n \leq 2^{|m|} - 1\}$, где $\varphi(x) \equiv 1$ на $[0, 1]$. Этот базис ортонормирован в $L^2([0, 1])$ и является безусловным для $L^p([0, 1])$, если $1 < p < \infty$.

5. Следующие рассуждения являются наброском доказательства того, что семейство $F(b) = \{\psi_{m,n}^b; m, n \in \mathbb{Z}\}$, $\psi_{m,n}^b$ определены формулой (4.1.8), образует базис Рисса (т.е. линейно независимый фрейм) для $L^2(\mathbb{R})$, если b близко 1. Прежде всего, мы по-прежнему можем использовать (3.3.21), (3.3.22) для нахождения оценок границ фрейма. Для $b \neq 1$ выполняется $\beta_1(2\pi(2k+1)/b) \neq 0$, но если $b < 2$, то только $k = 0, \pm 1, \pm 2$ приводят к ненулевому β_1 . При вычислении (4.2.6) (где $(2k+1)$ заменено на $(2k+1)/b$) лишь конечное число l вносит вклад, так что это выражение тоже непрерывно по b . Следовательно, «остатки» из (3.3.21), (3.3.22) — непрерывны по b тоже. Так как (3.3.21) = (3.3.22) = 1, если $b = 1$, то $A > 0$, $B < \infty$ для b из окрестности 1. Осталось доказать, что $\psi_{m,n}^b$ независимы. С этой целью построим оператор $S(b)$

$$S(b)f = \sum_{m,n} \langle f, \psi_{m,n}^1 \rangle \psi_{m,n}^b.$$

Ясно, что $S(b)\psi_{m,n}^1 = \psi_{m,n}^b$. Для доказательства независимости $\psi_{m,n}^b$ достаточно доказать, что $\|S(b)f\| \geq C\|f\|$ равномерно по $f \in L^2(\mathbb{R})$ для некоторого $C > 0$. Но

$$\|S(b)f\|^2 = \|f\|^2 - \sum_{\substack{m,n,m',n' \\ (m,n) \neq (m',n')}} \langle f, \psi_{m,n}^1 \rangle \langle \psi_{m,n}^b, \psi_{m',n'}^b \rangle \langle \psi_{m',n'}^1, f \rangle.$$

Используя, что для $|B_{jk}| = |B_{kj}|$

$$\sum_{\substack{j,k \\ j \neq k}} a_j \overline{a_k} B_{jk} \leq \left[\sum_{\substack{j,k \\ j \neq k}} |a_j|^2 |B_{jk}| \right]^{1/2} \left[\sum_{\substack{j,k \\ j \neq k}} |a_k|^2 |B_{jk}| \right]^{1/2} \leq \|a\| \sup_j \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} |B_{jk}|,$$

мы получаем

$$\begin{aligned} \|S(b)f\|^2 &\geq \|f\|^2 \left[1 - \sup_{m,n} \sum_{\substack{m',n' \\ (m',n') \neq (m,n)}} |\langle \psi_{m,n}^b, \psi_{m',n'}^b \rangle| \right] = \\ &= \|f\|^2 \left[1 - \sup_n \sum_{\substack{m',n' \\ (m',n') \neq (0,n)}} |\langle \psi_{0,n}^b, \psi_{m',n'}^b \rangle| \right]. \quad (4.2.26) \end{aligned}$$

Ввиду свойств носителя $\widehat{\psi}$, лишь $m' = 0, \pm 1$ дают вклад в эту сумму. Если $m' = 0$ или -1 , то любой выбор n дает тот же результат; если $m' = 1$, то сумма может иметь одно из возможных значений в зависимости от четности n . С другой стороны, используя убывание $|\psi(x)| \leq C_N(1 + |x|^2)^{-N}$ функции ψ , легко проверить, что ряд $\sum_{n' \in \mathbb{Z}} |\langle \psi_{0,n}^b, \psi_{m',n'}^b \rangle|$

сходится и непрерывен по b для $m' = 0, \pm 1$. Следовательно, множитель $\|f\|^2$ в правой части (4.2.26) непрерывен по b . Поскольку он равен 1 для $b = 1$, для b из окрестности 1 этот множитель больше 1.

6. Они удовлетворяют оценкам

$$\int dx (x - 2^m n)^2 |\psi_{m,n}(x)|^2 \leq 2^{2m} C,$$

$$\int d\xi |\xi|^2 |\widehat{\psi}_{m,n}(\xi)|^2 \leq 2^{-2m} C.$$

7. Уже после первого издания этой книги Ошер получил доказательство, которое готовится к печати в Comptes Rendus de l'Académie Scientifique, Paris под названием «Il n'existe pas de bases d'ondelettes régulières dans l'espace de Hardy $H^2(\mathbb{R})$ ». Более точно, он доказал, что для $\eta \in C^1$ невозможно иметь $|\eta(\xi)| + |\eta'(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-\alpha}$, где $\alpha > 1/2$.

ГЛАВА 5

Ортонормированные базисы вейвлетов и кратномасштабный анализ

Первые конструкции гладких ортонормированных базисов вейвлетов выглядели чудом, что иллюстрируется доказательством из § 4.2. А того, что вейвлеты Мейера образуют ортонормированный базис. Ситуация изменилась с появлением понятия кратномасштабного анализа, сформулированного осенью 1986 Малла и Мейером. Кратномасштабный анализ обеспечивает естественную базу для понимания базисов вейвлетов и для построения новых примеров. История формулирования понятия кратномасштабного анализа является прекрасным примером того, как приложения стимулируют теоретические изыскания. Малла впервые услышал о базисах Мейера, работая над анализом изображений, в котором идея изучения изображений одновременно для разных масштабов и сравнения результатов была популярна многие годы (см., например, работы Виткина ([187]), Барта и Аделсона ([27])). Это подвигло его к рассмотрению ортонормированных базисов вейвлетов как инструмента для математического описания «приращения информации», необходимого для перехода от грубого приближения к приближению более высокого разрешения. Такое понимание выкристаллизовалось в концепцию кратномасштабного анализа (Малла [132], Мейер [141]).

5.1. Основная идея

Кратномасштабный анализ состоит из последовательности пространств аппроксимации V_j . Более точно, замкнутые подпространства V_j удовлетворяют включениям¹

$$\dots \subset V_2 \subset V_1 \subset V_0 \subset V_{-1} \subset V_{-2} \subset \dots, \quad (5.1.1)$$

где

$$\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2(\mathbb{R}), \quad (5.1.2)$$

$$\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\}. \quad (5.1.3)$$

Если через P_j обозначить оператор ортогонального проектирования на V_j , то (5.1.2) гарантирует, что $\lim_{j \rightarrow -\infty} P_j f = f$ для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$. Существует много цепочек пространств, удовлетворяющих (5.1.1)–(5.1.3), которые не имеют отношения к «кратномасштабности». Кратномасштабность является следствием дополнительного требования

$$f \in V_j \Leftrightarrow f(2^j \cdot) \in V_0. \quad (5.1.4)$$

Все эти пространства являются масштабированными версиями центрального пространства V_0 . Примером пространств V_j , удовлетворяющих (5.1.1)–(5.1.4), является

$$V_j = \{f \in L^2(\mathbb{R}); \forall k \in \mathbb{Z} : f|_{[2^j k, 2^j(k+1)[} = \text{const}\}.$$

Этот пример мы будем называть кратномасштабным анализом Хаара. (Он связан с базисом Хаара; см. ниже или главу 1.) На рисунке 5.1 показано, как могут выглядеть проекции некоторой функции f на пространства Хаара V_0, V_{-1} . Этот пример также выявляет другое свойство, которое мы требуем от кратномасштабного анализа: инвариантность V_0 по отношению к сдвигам на целые числа:

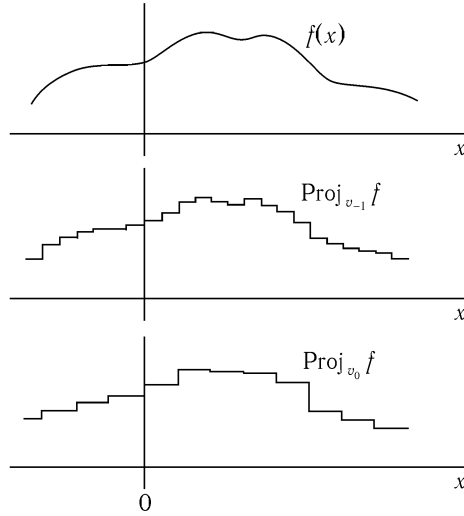
$$f \in V_0 \Rightarrow f(\cdot - n) \in V_0 \text{ для всех } n \in \mathbb{Z}. \quad (5.1.5)$$

Вместе с (5.1.4) это влечет $f(\cdot - 2^j n) \in V_j$ для всех $n \in \mathbb{Z}$, если $f \in V_j$. Наконец, мы требуем, чтобы существовала $\varphi \in V_0$ такая, что

$$\{\varphi_{0,n}; n \in \mathbb{Z}\} \text{ является ортонормированным базисом в } V_0, \quad (5.1.6)$$

где для всех $j, n \in \mathbb{Z}$ $\varphi_{j,n}(x) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}x - n)$. Вместе (5.1.6) и (5.1.4) приводят к тому, что $\{\varphi_{j,n}; n \in \mathbb{Z}\}$ — ортонормированный базис в V_j для всех $j \in \mathbb{Z}$. Это последнее требование (5.1.6) выглядит несколько более «надуманным», чем остальные. Ниже мы увидим, что оно может быть значительно ослаблено. В вышеприведенном примере возможным выбором для φ является характеристическая функция на $[0, 1]$: $\varphi(x) = 1$, если $0 \leq x \leq 1$, $\varphi(x) = 0$ в противном случае. Мы часто будем называть φ «масштабирующей функцией» кратномасштабного анализа.²

Основной принцип кратномасштабного анализа таков: для любого набора замкнутых подпространств, удовлетворяющего (5.1.1)–(5.1.6),

Рис. 5.1. Функция f и ее проекции на V_{-1} и V_0

существует такой ортонормированный базис вейвлетов $\{\psi_{j,k}; j, k \in \mathbb{Z}\}$ для $L^2(\mathbb{R})$, где $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2}\psi(2^{-j}x - k)$, что для всех f из $L^2(\mathbb{R})$

$$P_{j-1}f = P_j f + \sum_{k \in \mathbb{Z}} \langle f, \psi_{j,k} \rangle \psi_{j,k}. \quad (5.1.7)$$

(P_j — ортогональное проектирование на V_j .) Более того, вейвлет ψ можно сконструировать в явном виде. Посмотрим, как это делается.

Для каждого $j \in \mathbb{Z}$ определим W_j как ортогональное дополнение V_j в V_{j-1} . Имеем

$$V_{j-1} = V_j \oplus W_j \quad (5.1.8)$$

и

$$W_j \perp W_{j'}, \text{ если } j \neq j'. \quad (5.1.9)$$

(Если $j > j'$, например, то $W_j \subset V_{j'}^\perp \cap W_{j'}$.) Следовательно, для $j < J$

$$V_j = V_J \oplus \bigoplus_{k=0}^{J-j-1} W_{J-k}, \quad (5.1.10)$$

в котором все подпространства ортогональны. Ввиду (5.1.2) и (5.1.3) это влечет

$$L^2(\mathbb{R}) = \bigoplus_{j \in \mathbb{Z}} W_j, \quad (5.1.11)$$

что означает разложение $L^2(\mathbb{R})$ на взаимно ортогональные подпространства. Более того, пространства W_j наследуют от V_j свойство масштабирования (5.1.4):

$$f \in W_j \Leftrightarrow f(2^j \cdot) \in W_0. \quad (5.1.12)$$

Формула (5.1.7) эквивалентна высказыванию, что для фиксированного j семейство $\{\psi_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}$ образует ортонормированный базис в W_j . Имея (5.1.11), (5.1.2), (5.1.3), мы автоматически получаем, что весь набор $\{\psi_{j,k}; j, k \in \mathbb{Z}\}$ является ортонормированным базисом для $L^2(\mathbb{R})$. С другой стороны, (5.1.12) гарантирует, что если $\{\psi_{0,k}; k \in \mathbb{Z}\}$ — ортонормированный базис в W_0 , то $\{\psi_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}$ будет ортонормированным базисом в W_j для любого $j \in \mathbb{Z}$. Так, наша задача сводится к нахождению такой $\psi \in W_0$, что функции $\psi(\cdot - k)$ образуют ортонормированный базис в W_0 .

Чтобы построить ψ , выпишем некоторые интересные свойства φ и W_0 .

1. Поскольку $\varphi \in V_0 \subset V_{j-1}$, а $\varphi_{-1,n}$ — это ортонормированный базис в V_{-1} , мы имеем

$$\varphi = \sum_n h_n \varphi_{-1,n}, \quad (5.1.13)$$

где

$$h_n = \langle \varphi, \varphi_{-1,n} \rangle \text{ и } \sum_{n \in \mathbb{Z}} |h_n|^2 = 1. \quad (5.1.14)$$

Мы можем переписать (5.1.13) в виде

$$\psi(x) = \sqrt{2} \sum_n h_n \varphi(2x - n) \quad (5.1.15)$$

либо

$$\widehat{\varphi}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi/2} \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (5.1.16)$$

сходимость в любой из сумм берется в L^2 -смысле. Формула (5.1.16) может быть переписана как

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (5.1.17)$$

где

$$m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi}. \quad (5.1.18)$$

Равенство в (5.1.17) выполняется поточечно почти всюду. Как следует из (5.1.14), m_0 — 2π -периодическая функция, принадлежащая $L^2([0, 2\pi])$.

2. Ортонормальность $\varphi(\cdot - k)$ приводит к специальным свойствам для m_0 . Мы имеем

$$\delta_{k,0} = \int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-k)} = \int d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 e^{ik\xi} = \int_0^{2\pi} d\xi e^{ik\xi} \sum_{l \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2,$$

откуда

$$\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1} \text{ п. в.} \quad (5.1.19)$$

Подстановка (5.1.17) дает при $\zeta = \xi/2$

$$\sum_l |m_0(\zeta + \pi l)|^2 |\widehat{\varphi}(\zeta + \pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}.$$

Разбивая суммирование по четным и нечетным l , используя периодичность m_0 и еще раз применяя (5.1.19), приходим к равенству

$$|m_0(\zeta)|^2 + |m_0(\zeta + \pi)|^2 = 1 \text{ п. в.} \quad (5.1.20)$$

3. Теперь охарактеризуем пространство W_0 . Включение $f \in W_0$ эквивалентно одновременным включениям $f \in V_{-1}$ и $f \perp V_0$. Так как $f \in V_{-1}$, имеем

$$f = \sum_n f_n \varphi_{-1,n},$$

где $f_n = \langle f, \varphi_{-1,n} \rangle$. Отсюда

$$\widehat{f}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n f_n e^{-in\xi/2} \widehat{\varphi}(\xi/2) = m_f(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (5.1.21)$$

здесь

$$m_f(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n f_n e^{-in\xi}; \quad (5.1.22)$$

m_f — 2π -периодическая функция из $L^2([0, 2\pi])$, сходимость в (5.1.22) выполняется поточечно п.в. Ограничение $f \perp V_0$ влечет $f \perp \varphi_{0,k}$ для всех k , т. е.

$$\int d\xi \widehat{f}(\xi) \overline{\widehat{\varphi}(\xi)} e^{ik\xi} = 0$$

или

$$\int_0^{2\pi} d\xi e^{ik\xi} \sum_l \widehat{f}(\xi + 2\pi l) \overline{\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)} = 0;$$

откуда

$$\sum_l \widehat{f}(\xi + 2\pi l) \overline{\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)} = 0, \quad (5.1.23)$$

ряды из (5.1.23) сходятся абсолютно в $L^1([-\pi, \pi])$. Подставляя (5.1.17) и (5.1.21), перегруппируя суммы для четных и нечетных l (что разрешено делать ввиду абсолютной сходимости), используя (5.1.19), приходим к

$$m_f(\zeta) \overline{m_0(\zeta)} + m_f(\zeta + \pi) \overline{m_0(\zeta + \pi)} = 0 \text{ п. в.} \quad (5.1.24)$$

Поскольку $\overline{m_0(\zeta)}$ и $\overline{m_0(\zeta + \pi)}$ не обращаются в ноль одновременно на множестве ненулевой меры (ввиду (5.1.20)), то существует такая 2π -периодическая функция $\lambda(\zeta)$, что

$$m_f(\zeta) = \lambda(\zeta) \overline{m_0(\zeta + \pi)} \text{ п. в.} \quad (5.1.25)$$

и

$$\lambda(\zeta) + \lambda(\zeta + \pi) = 0 \text{ п. в.} \quad (5.1.26)$$

Последнему уравнению можно придать форму

$$\lambda(\zeta) = e^{i\zeta} \nu(2\zeta), \quad (5.1.27)$$

где ν — 2π -периодическая. Подставляя (5.1.27) и (5.1.25) в (5.1.21), имеем

$$\widehat{f}(\xi) = e^{i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \nu(\xi) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (5.1.28)$$

где ν — 2π -периодическая.

4. Общий вид (5.1.28) преобразования Фурье для $f \in W_0$ предполагает, что мы берем

$$\widehat{\psi}(\xi) = e^{i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}(\xi/2) \quad (5.1.29)$$

в качестве кандидата на роль нашего вейвлета. Выпуская из виду вопросы сходимости, можно переписать (5.1.28) как

$$\widehat{f}(\xi) = \left(\sum_k \nu_k e^{-ik\xi} \right) \widehat{\psi}(\xi)$$

или

$$f = \sum_k \nu_k \psi(\cdot - k).$$

Так что $\psi(\cdot - n)$ является хорошим кандидатом на роль базиса в W_0 . Нам нужно проверить, что $\psi_{0,k}$ на самом деле формируют ортонормированный базис для W_0 . Прежде всего, свойства m_0 и $\widehat{\varphi}$ гарантируют, что (5.1.29) действительно определяет L^2 -функцию, которая $\in V_{-1}$ и $\perp V_0$ (ввиду вышеприведенного анализа), так что $\psi \in W_0$. Легко проверить ортонормированность $\psi_{0,k}$:

$$\int dx \psi(x) \overline{\psi(x - k)} = \int d\xi e^{ik\xi} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = \int_0^{2\pi} d\xi e^{ik\xi} \sum_l |\widehat{\psi}(\xi + 2\pi l)|^2.$$

Теперь

$$\begin{aligned} \sum_l |\widehat{\psi}(\xi + 2\pi l)|^2 &= \sum_l |m_0(\xi/2 + \pi l + \pi)|^2 |\widehat{\varphi}(\xi/2 + \pi l)|^2 = \\ &= |m_0(\xi/2 + \pi)|^2 \sum_n |\widehat{\varphi}(\xi/2 + 2\pi n)|^2 + |m_0(\xi/2)|^2 \sum_n |\widehat{\varphi}(\xi/2 + \pi + 2\pi n)|^2 = \\ &= (2\pi)^{-1} [|m_0(\xi/2)|^2 + |m_0(\xi/2 + \pi)|^2] \text{ п. в. (ввиду (5.1.19))} \\ &= (2\pi)^{-1} \text{ п. в. (ввиду (5.1.20)).} \end{aligned}$$

Откуда $\int dx \psi(x) \overline{\psi(x - k)} = \delta_{k0}$. Для проверки того, что $\psi_{0,k}$ действительно служит базисом для W_0 , достаточно показать, что любая $f \in W_0$ может быть записана как

$$f = \sum_n \gamma_n \psi_{0,n},$$

где $\sum_n |\gamma_n|^2 < \infty$, или

$$\widehat{f}(\xi) = \gamma(\xi) \widehat{\psi}(\xi), \quad (5.1.30)$$

где γ — 2π -периодическая функция и $\in L^2([0, 2\pi])$. Вернемся снова к (5.1.28). Имеем $\widehat{f}(\xi) = \nu(\xi) \widehat{\psi}(\xi)$, где $\int_0^{2\pi} d\xi |\nu(\xi)|^2 = 2 \int_0^{2\pi} d\zeta |\lambda(\zeta)|^2$. Ввиду (5.1.22) получим

$$\int_0^{2\pi} d\xi |m_f(\xi)|^2 = \pi \sum_n |f_n|^2 = \pi \|f\|^2 < \infty.$$

С другой стороны, ввиду (5.1.25),

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} d\xi |m_f(\xi)|^2 &= \int_0^{2\pi} d\xi |\lambda(\xi)|^2 |m_0(\xi + \pi)|^2 = \\ &= \int_0^{\pi} d\xi |\lambda(\xi)|^2 [|m_0(\xi + \pi)|^2 + |m_0(\xi)|^2] \quad (\text{используем (5.1.26)}) \\ &= \int_0^{\pi} d\xi |\lambda(\xi)|^2 \quad (\text{используем (5.1.20)}). \end{aligned}$$

Тогда $\int_0^{2\pi} d\xi |\nu(\xi)|^2 = 2\pi \|f\|^2 < \infty$, f имеет вид (5.1.30), где γ — 2π -периодическая функция, интегрируемая с квадратом.

Таким образом, мы доказали следующую теорему.

Теорема 5.1.1. *Если цепочка замкнутых подпространств $(V_j)_{j \in \mathbb{Z}}$ из $L^2(\mathbb{R})$ удовлетворяет условиям (5.1.1)–(5.1.6), то существует такой ортонормированный базис вейвлетов $\{\psi_{j,k}; j, k \in \mathbb{Z}\}$ для $L^2(\mathbb{R})$, что*

$$P_{j-1} = P_j + \sum_k \langle \cdot, \psi_{j,k} \rangle \psi_{j,k}. \quad (5.1.31)$$

Одним из возможных вариантов построения ψ является

$$\widehat{\psi}(\xi) = e^{i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}(\xi/2)$$

(t_0 определена с помощью (5.1.18), (5.1.14)), или, что эквивалентно,

$$\begin{aligned}\psi &= \sum_n (-1)^{n-1} \overline{h_{-n-1}} \varphi_{-1,n}, \\ \psi(x) &= \sqrt{2} \sum_n (-1)^{n-1} \overline{h_{-n-1}} \varphi(2x - n)\end{aligned}\quad (5.1.32)$$

(последний ряд сходится в L^2 -смысле).

Заметим, что ψ однозначно не определяется цепочкой кратномасштабного анализа и требованием (5.1.31): если ψ удовлетворяет (5.1.31), то это будет выполняться и для любой $\psi^\#$ вида

$$\widehat{\psi^\#}(\xi) = \rho(\xi) \widehat{\psi}(\xi), \quad (5.1.33)$$

где ρ — 2π -периодическая и $|\rho(\xi)| = 1$ п.в.³ В частности, мы можем выбрать $\rho(\xi) = \rho_0 e^{imp}$, где $m \in \mathbb{Z}$, $|\rho_0| = 1$, что соответствует изменению по фазе и сдвигу на m для ψ . Мы используем эту свободу, чтобы вместо (5.1.32) определить

$$\psi = \sum_n g_n \varphi_{-1,n}, \quad \text{где } g_n = (-1)^n \overline{h_{-n+1}} \quad (5.1.34)$$

или

$$g_n = (-1)^n h_{-n+1+2N} \quad (5.1.35)$$

для подходящего выбора $N \in \mathbb{Z}$. Конечно, мы можем взять более общую ρ в (5.1.33), но обычно мы будем придерживаться (5.1.34) или (5.1.35).⁴

Хотя каждый ортонормированный базис вейвлетов, представляющий практический интерес и известный к настоящему времени, связан с некоторым кратномасштабным анализом, можно сконструировать «патологическую» ψ такую, что $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$, который не выводится из кратномасштабного анализа. Следующий пример (Журне) позаимствован из работы Малла [132]. Определим

$$\widehat{\psi}(\xi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2}, & \text{если } \frac{4\pi}{7} \leq |\xi| \leq \pi \text{ или } 4\pi \leq |\xi| \leq \frac{32\pi}{7}, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (5.1.36)$$

Немедленно получаем $\|\psi_{j,k}\| = \|\psi\| = 1$. Более того, $2\pi \sum_j |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^2 = 1$ п.в. Согласно критерию Чамичана (3.3.21)–(3.3.22), $\psi_{j,k}$ тоже образуют жесткий фрейм с постоянной фрейма, равной 1, при условии, что

$$\sum_{l=0}^{\infty} \widehat{\psi}(2^l \xi) \overline{\widehat{\psi}(2^l(\xi + 2\pi(2k+1)))} = 0 \text{ п.в.} \quad (5.1.37)$$

Легко проверить, что $\text{supp } \widehat{\psi} \cap [\text{supp } \widehat{\psi} + (2k+1)2\pi 2^l]$ имеет меру ноль для всех $l \geq 0, k \in \mathbb{Z}$, так что (5.1.37) на самом деле выполняется. Тогда из предложения 3.2.1 следует, что $\psi_{j,k}$ образуют ортонормированный базис для $L^2(\mathbb{R})$.

Если ψ связана с каким-нибудь кратномасштабным анализом, то (5.1.29) и (5.1.17) выполняются для соответствующей масштабирующей функции φ (возможно с дополнительной $\rho(\xi)$, $|\rho(\xi)| = 1$ п.в., из формулы для ψ — см. (5.1.33)). Из (5.1.20) следует, что тогда

$$|\widehat{\varphi}(\xi)|^2 + |\widehat{\psi}(\xi)|^2 = |\widehat{\varphi}(\xi/2)|^2, \quad (5.1.38)$$

что влечет для $\xi \neq 0$

$$|\widehat{\varphi}(\xi)|^2 = \sum_{j=1}^{\infty} |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^2.$$

С помощью (5.1.36) легко проверить, что

$$|\widehat{\varphi}(\xi)| = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2}, & \text{если } 0 \leq |\xi| \leq \frac{4\pi}{7} \text{ или } \pi \leq |\xi| \leq \frac{8\pi}{7} \text{ или } 2\pi \leq |\xi| \leq \frac{16\pi}{7}, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Если бы существовала m_0 , для которой (5.1.17) выполнялось для так определенной φ , мы бы имели $|m_0(\xi)| = 1$ для $0 \leq |\xi| \leq 4\pi/7$. В силу периодичности $|m_0(\xi)| = 1$ и для $2\pi \leq \xi \leq 18\pi/7$ тоже; откуда $|m_0(\xi)||\widehat{\varphi}(\xi)| = (2\pi)^{-1/2}$ для $2\pi \leq \xi \leq 16\pi/7$, хотя $|\widehat{\varphi}(2\xi)| = 0$ на этом интервале. Это противоречие доказывает, что такой ортонормированный базис вейвлетов не порождается кратномасштабным анализом. Заметим, что ψ имеет очень плохое убывание. Является открытым вопрос, существует ли «патология» подобного сорта, если потребовать некоторой гладкости от $\widehat{\psi}$ (или убывания от ψ).⁵ Для последующего использования заметим, что в терминах h_n уравнение (5.1.20) может быть

переписано так:

$$\sum_n h_n \overline{h_{n+2k}} = \delta_{k,0}. \quad (5.1.39)$$

(Это легко получается после явного написания рядов Фурье для $|m_0(\zeta)|^2 + |m_0(\zeta + \pi)|^2$.)

5.2. Примеры

Посмотрим, что для кратномасштабного анализа Хаара дает (5.1.34). В этом случае $\varphi(x) = 1$ для $0 \leq x < 1$, 0 в противном случае. Тогда

$$h_n = \sqrt{2} \int dx \varphi(x) \overline{\varphi(2x - n)} = \begin{cases} 1/\sqrt{2}, & \text{если } n = 0, 1, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Следовательно, $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}\varphi_{-1,0} - \frac{1}{\sqrt{2}}\varphi_{-1,1}$ или

$$\psi(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } 0 \leq x < \frac{1}{2}, \\ -1, & \text{если } \frac{1}{2} \leq x < 1, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Мы получили базис Хаара, что не удивительно: в § 1.6 мы уже видели, что этот базис вейвлетов связан с кратномасштабным базисом Хаара.

Базис Мейера тоже хорошо вписывается в эту схему. Чтобы понять это, определим φ с помощью

$$\widehat{\varphi}(\xi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2}, & |\xi| \leq 2\pi/3, \\ (2\pi)^{-1/2} \cos\left[\frac{\pi}{2}\nu\left(\frac{3}{2\pi}|\xi| - 1\right)\right], & 2\pi/3 \leq |\xi| \leq 4\pi/3, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

где ν — гладкая функция, удовлетворяющая (4.2.4) и (4.2.5). График $\widehat{\varphi}$ приведен на рисунке 5.2. Простым следствием (4.2.5) является равенство $\sum_{k \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi k)|^2 = (2\pi)^{-1}$, что эквивалентно ортонормированности $\varphi(\cdot - k)$, $k \in \mathbb{Z}$ (см. § 5.2). Определим V_0 как замкнутое подпространство,

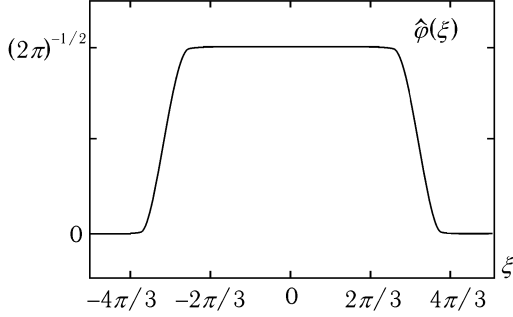


Рис. 5.2. Масштабирующая функция φ для базиса Мейера, где $\nu(x) = x^4(35 - 84x + 70x^2 - 20x^3)$

натянутое на это ортонормированное множество. Аналогично определим V_j как замкнутое пространство, натянутое на $\varphi_{j,k}$, $k \in \mathbb{Z}$. V_j удовлетворяет (5.1.1) тогда и только тогда, когда $\varphi \in V_{-1}$, т. е. когда существует такая 2π -периодическая функция m_0 , интегрируемая с квадратом на $[0, 2\pi]$, что

$$\hat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \hat{\varphi}(\xi/2).$$

В этом частном случае m_0 можно легко построить по самой $\hat{\varphi}$: $m_0(\xi) = \sqrt{2\pi} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \hat{\varphi}(2(\xi + 2\pi l))$. Она 2π -периодична, принадлежит $L^2([0, 2\pi])$ и

$$m_0(\xi/2) \hat{\varphi}(\xi/2) = \sqrt{2\pi} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \hat{\varphi}(\xi + 4\pi l) \hat{\varphi}(\xi/2) = \sqrt{2\pi} \hat{\varphi}(\xi) \hat{\varphi}(\xi/2) =$$

(так как $[\text{supp } \hat{\varphi}(\cdot/2)]$ и $[\text{supp } \hat{\varphi}(\cdot + 4\pi l)]$ не перекрываются, если $l \neq 0$)

$$= \hat{\varphi}(\xi) \quad (\text{так как } \sqrt{2\pi} \hat{\varphi}(\xi/2) = 1 \text{ для } f \in \text{supp } \hat{\varphi}).$$

Проверку того, что V_j также удовлетворяет свойствам (5.1.2), (5.1.3), я оставляю читателю в качестве (легкого) упражнения ((5.1.4) и (5.1.5) выполняются тривиально, см. также § 5.3.2). Теперь применим (5.1.29) для нахождения ψ :

$$\begin{aligned} \hat{\psi}(\xi) &= e^{i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \hat{\varphi}(\xi/2) = \sqrt{2\pi} e^{i\xi/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \hat{\varphi}(\xi + 2\pi(2l+1)) \hat{\varphi}(\xi/2) = \\ &= \sqrt{2\pi} e^{i\xi/2} [\hat{\varphi}(\xi + 2\pi) + \hat{\varphi}(\xi - 2\pi)] \hat{\varphi}(\xi/2) \end{aligned}$$

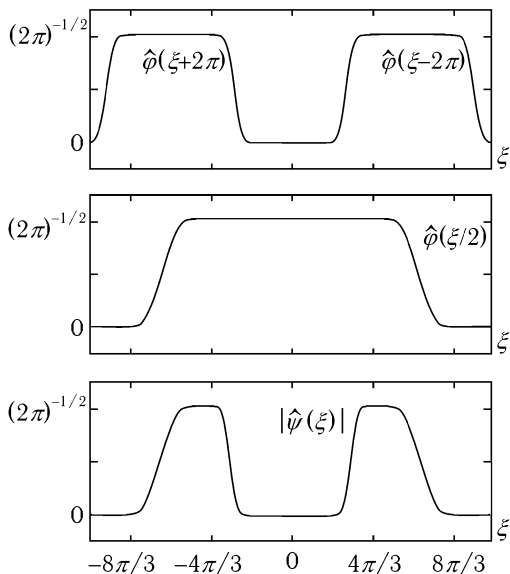


Рис. 5.3. Графики для $\hat{\varphi}(\xi + 2\pi) + \hat{\varphi}(\xi - 2\pi)$ и $\hat{\varphi}(\xi/2)$ кратномасштабного анализа Мейера; их произведением является $|\hat{\psi}(\xi)|$ (см. также рис. 4.2.)

(для всех остальных l носители двух множителей не перекрываются). Легко проверить (см. также рис. 5.3), что это эквивалентно (4.2.3). Фазовый множитель $e^{i\xi/2}$, который был необходим для «чудесных сокращений» в § 4.2, появляется здесь естественным образом как следствие общего анализа из § 5.1.

Перед обсуждением других примеров нам нужно ослабить условие (5.1.6).

5.3. Ослабление некоторых условий

5.3.1. Базисы Рисса масштабирующих функций

Ортонормированность $\varphi(\cdot - k)$ в (5.1.6) может быть ослаблена: нам нужно лишь, чтобы $\varphi(\cdot - k)$ образовывали базис Рисса. Следующие рассуждения показывают, как построить ортонормированный базис $\varphi^\#(\cdot - k)$ для V_0 , имея базис Рисса $\{\varphi(\cdot - k); k \in \mathbb{Z}\}$ в V_0 . Функции

$\varphi(\cdot - k)$ являются базисом Рисса в V_0 тогда и только тогда, когда V_0 натянуто на них и для любой $(c_k)_{k \in \mathbb{Z}} \in l^2(\mathbb{Z})$

$$A \sum_k |c_k|^2 \leq \left\| \sum_k c_k \varphi(\cdot - k) \right\|^2 \leq B \sum_k |c_k|^2, \quad (5.3.1)$$

где $A > 0$, $B < \infty$ не зависят от c_k (см. предварительные сведения).

Но

$$\begin{aligned} \left\| \sum_k c_k \varphi(\cdot - k) \right\|^2 &= \int d\xi \left| \sum_k c_k e^{-ik\xi} \widehat{\varphi}(\xi) \right|^2 = \\ &= \int_0^{2\pi} d\xi \left| \sum_k c_k e^{-ik\xi} \right|^2 \sum_{l \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \end{aligned}$$

и

$$\sum_k |c_k|^2 = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\xi \left| \sum_k c_k e^{-ik\xi} \right|^2,$$

так что (5.3.1) эквивалентно

$$0 < (2\pi)^{-1} A \leq \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \leq (2\pi)^{-1} B < \infty \text{ п. в.} \quad (5.3.2)$$

Поэтому можем определить $\varphi^\# \in L^2(\mathbb{R})$ с помощью

$$\widehat{\varphi}^\#(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left[\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \right]^{-1/2} \widehat{\varphi}(\xi). \quad (5.3.3)$$

Ясно, что $\sum_l |\widehat{\varphi}^\#(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$ п. в. Это означает, что $\varphi^\#(\cdot - k)$

являются ортонормированными. С другой стороны, пространство $V_0^\#$, натянутое на $\varphi^\#(\cdot - k)$, определяется формулой

$$\begin{aligned} V_0^\# &= \left\{ f; f = \sum_n f_n^\# \varphi^\#(\cdot - n), (f_n^\#)_{n \in \mathbb{Z}} \in l^2(\mathbb{Z}) \right\} = \\ &= \{ f; \widehat{f} = \nu \widehat{\varphi}^\#, \nu - 2\pi\text{-периодическая}, \nu \in L^2([0, 2\pi]) \} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \{f; \widehat{f} = \nu_1 \widehat{\varphi}, \nu_1 — 2\pi\text{-периодическая}, \nu_1 \in L^2([0, 2\pi])\} = \\
&\quad (\text{используем (5.3.2) и (5.3.3)}) \\
&= \left\{ f; f = \sum_n f_n \varphi(\cdot - n), \quad (f_n)_{n \in \mathbb{Z}} \in l^2(\mathbb{Z}) \right\} = \\
&= V_0 \quad (\text{так как } \varphi(\cdot - n) — \text{базис Рисса в } V_0).
\end{aligned}$$

5.3.2. Использование масштабирующей функции в качестве отправной точки

Как описано в § 5.1, кратномасштабный анализ состоит из цепочки пространств $(V_j)_{j \in \mathbb{Z}}$ и специальной функции $\varphi \in V_0$, для которых выполняются (5.1.1)–(5.1.6) (причем (5.1.6) может быть ослаблено, как в § 5.3.1). Конструкцию также можно начать с выбора подходящей масштабирующей функции (scaling function) φ : V_0 можно построить из $\varphi(\cdot - k)$, а затем образовать и все другие V_j . Эта стратегия воплощается во многих примерах. Более точно, мы выбираем φ , чтобы выполнялось соотношение

$$\varphi(x) = \sum_n c_n \varphi(2x - n), \quad (5.3.4)$$

где $\sum_n |c_n|^2 < \infty$, и

$$0 < \alpha \leq \sum_{l \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \leq \beta < \infty. \quad (5.3.5)$$

Затем определяем V_j как замкнутые подпространства, натянутые на $\varphi_{j,k}$, $k \in \mathbb{Z}$, где $\varphi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}x - k)$. Условия (5.3.4) и (5.3.5) являются необходимыми и достаточными для того, чтобы $\{\varphi_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}$ являлись базисом Рисса для каждого V_j , а V_j удовлетворяли «свойству цепочки» (5.1.1). Следовательно, V_j удовлетворяет (5.1.1), (5.1.4), (5.1.5) и (5.1.6). Чтобы удостовериться, что мы имеем кратномасштабный анализ, нужно проверить, выполняются ли (5.1.2) и (5.1.3). Это является целью двух следующих предложений.

Предложение 5.3.1. *Допустим, что $\varphi \in L^2(\mathbb{R})$ удовлетворяет (5.3.5). Определим $V_j = \text{Span} \{\varphi_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}$. Тогда $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\}$.*

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. В силу (5.3.5) $\varphi_{0,k}$ образуют базис Рисса для V_0 . В частности, они образуют фрейм для V_0 , т.е. существуют такие $A > 0$, $B < \infty$, что для всех $f \in V_0$

$$A\|f\|^2 \leq \sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \varphi_{0,k} \rangle|^2 \leq B\|f\|^2 \quad (5.3.6)$$

(см. предварительные сведения). V_j и $\varphi_{j,k}$ являются образами V_0 и $\varphi_{0,k}$ под действием унитарного отображения $(D_j f)(x) = 2^{-j/2} f(2^{-j}x)$, следовательно, для всех $f \in V_j$

$$A\|f\|^2 \leq \sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \varphi_{j,k} \rangle|^2 \leq B\|f\|^2 \quad (5.3.7)$$

с теми же A, B , что и в (5.3.6).

2. Теперь возьмем $f \in \bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j$. Пусть $\varepsilon > 0$ будет произвольно малым.

Существует такая непрерывная $\tilde{f}$ с компактным носителем, что $\|f - \tilde{f}\|_{L^2} \leq \varepsilon$. Если обозначить через P_j ортогональный проектор на V_j , то

$$\|f - P_j \tilde{f}\| = \|P_j(f - \tilde{f})\| \leq \|f - \tilde{f}\| \leq \varepsilon;$$

откуда

$$\|f\| \leq \varepsilon + \|P_j \tilde{f}\| \quad \text{для всех } j \in \mathbb{Z}. \quad (5.3.8)$$

$$3. \|P_j \tilde{f}\| \leq A^{-1/2} \left[\sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle \tilde{f}, \varphi_{j,k} \rangle|^2 \right]^{1/2} \quad \text{и}$$

$$\sum_k |\langle \tilde{f}, \varphi_{j,k} \rangle|^2 \leq 2^{-j} \sum_k \left[\int_{|x| \leq R} dx |\tilde{f}(x)| |\varphi(2^{-j}x - k)| \right]^2 \leq$$

(R выбрано так, чтобы отрезок $[-R, R]$

содержал компактный носитель $\tilde{f}$)

$$\leq 2^{-j} \|\tilde{f}\|_{L^\infty}^2 \sum_k \left(\int_{|x| \leq R} dx |\varphi(2^{-j}x - k)| \right)^2 \leq$$

$$\leq 2^{-j} \|\tilde{f}\|_{L^\infty}^2 2R \sum_k \int_{|x| \leq R} dx |\varphi(2^{-j}x - k)|^2 = \|\tilde{f}\|_{L^\infty}^2 2R \int_{S_{R,j}} dy |\varphi(y)|^2,$$

$$(5.3.9)$$

здесь $S_{R,j} = \bigcup_{k \in \mathbb{Z}} [k - 2^{-j}R, k + 2^{-j}R]$, а j предполагается большим настолько, чтобы выполнялось $2^{-j}R \leq \frac{1}{2}$.

4. Мы можем переписать (5.3.9) в виде

$$\sum_k |\langle \tilde{f}, \varphi_{j,k} \rangle|^2 \leq 2R \|\tilde{f}\|_{L^\infty}^2 \int_{\mathbb{R}} dy |\chi_j(y)| \varphi(y)^2, \quad (5.3.10)$$

где χ_j — характеристическая функция $S_{R,j}$, т.е. $\chi_j(y) = 1$, если $y \in S_{R,j}$, $\chi_j(y) = 0$, если $y \notin S_{R,j}$. Для $y \notin \mathbb{Z}$ мы, очевидно, имеем $\chi_j(y) \rightarrow 0$ при $j \rightarrow \infty$. Тогда из теоремы об интегрируемости предела следует, что (5.3.10) стремится к 0 при $j \rightarrow \infty$. В частности, существует такое j , что (5.3.9) $\leq \varepsilon^2 A$. Совмещая это и (5.3.8), находим, что $\|f\| \leq 2\varepsilon$. Поскольку изначально ε было произвольно малым, $f = 0$. ■

Этим доказывается, что (5.1.3) выполнено. Для (5.1.2) мы вводим дополнительное предположение, что $\hat{\varphi}$ ограничена и $\int dx \varphi(x) \neq 0$.

Предложение 5.3.2. *Допустим, что $\varphi \in L^2(\mathbb{R})$ удовлетворяет (5.3.5) и, дополнительно, $\hat{\varphi}(\xi)$ ограничена для всех ξ и непрерывна в окрестности $\xi = 0$, причем $\hat{\varphi}(0) \neq 0$. Пусть V_j определены выше. Тогда $\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2(\mathbb{R})$.*

Доказательство.

1. Мы снова используем (5.3.7), где A, B не зависят от j .

2. Возьмем $f \in (\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j)^\perp$. Зафиксируем произвольно малое $\varepsilon > 0$.

Существует функция $\tilde{f}$ из C^∞ с компактным носителем такая, что $\|f - \tilde{f}\|_{L^2} \leq \varepsilon$. Следовательно, для всех $J = -j \in \mathbb{Z}$ выполняется

$$\|P_{-J}\tilde{f}\| = \|P_J\tilde{f}\| = \|P_J(\tilde{f} - f)\| \text{ (так как } P_J f = 0) \leq \varepsilon. \quad (5.3.11)$$

С другой стороны, в силу (5.3.7),

$$\|P_{-J}\tilde{f}\|^2 \geq B^{-1} \sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle \tilde{f}, \varphi_{-J,k} \rangle|^2. \quad (5.3.12)$$

3. С помощью обычных манипуляций (см. главу 3) мы получаем

$$\sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle \tilde{f}, \varphi_{-J,k} \rangle|^2 = 2\pi \int d\xi |\hat{\varphi}(2^{-J}\xi)|^2 |\hat{\tilde{f}}|^2 + R, \quad (5.3.13)$$

где

$$\begin{aligned} |R| &\leq 2\pi \sum_{l \neq 0} \int d\xi |\widehat{f}(\xi)| |\widehat{f}(\xi + 2^J 2\pi l)| |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi)| |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi + 2\pi l)| \leq \\ &\leq \|\widehat{\varphi}\|_{L^\infty}^2 \sum_{l \neq 0} \int d\xi |\widehat{f}(\xi)| |\widehat{f}(\xi + 2^J 2\pi l)|. \end{aligned}$$

Так как $\widetilde{f}$ из C^∞ , мы можем найти такую C , что

$$|\widehat{f}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|^2)^{-3/2}. \quad (5.3.14)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} |R| &\leq C^2 \|\widehat{\varphi}\|_{L^\infty}^2 \sum_{l \neq 0} \int d\xi (1 + |\xi + 2^J \pi l|^2)^{-3/2} (1 + |\xi - 2^J \pi l|^2)^{-3/2} \leq \\ &\leq C' \|\widehat{\varphi}\|_{L^\infty}^2 \sum_{l \neq 0} (1 + \pi^2 l^2 2^{2J})^{-1/2} \int d\zeta (1 + |\zeta|^2)^{-1} \leq \\ &\left(\text{дважды используем, что } \sup_{x, y \in \mathbb{R}} (1 + y^2)[1 + (x - y)^2]^{-1}[1 + (x + y)^2]^{-1} < \infty \right) \\ &\leq C'' 2^{-J}. \quad (5.3.15) \end{aligned}$$

4. Собирая (5.3.12), (5.3.13), (5.3.14) и (5.3.15) вместе, находим

$$2\pi \int d\xi |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi)|^2 |\widehat{f}(\xi)|^2 \leq B\varepsilon^2 + C'' 2^{-J}. \quad (5.3.16)$$

Так как $\widehat{\varphi}(\xi)$ равномерно ограничена и непрерывна в $\xi = 0$, левая часть из (5.3.16) сходится к $2\pi |\widehat{\varphi}(0)|^2 \|\widetilde{f}\|_{L^2}^2$ (по теореме об интегрируемости предела) при $J \rightarrow \infty$. Следовательно,

$$\|\widetilde{f}\|_{L^2} \leq |\widehat{\varphi}(0)|^{-1} C\varepsilon, \quad (5.3.17)$$

здесь C не зависит от ε . Неравенство (5.3.17) в сочетании с $\|f - \widetilde{f}\|_{L^2} \leq \varepsilon$ дает

$$\|f\|_{L^2} \leq \varepsilon + \|\widetilde{f}\|_{L^2} \leq (1 + C|\widehat{\varphi}(0)|^{-1})\varepsilon.$$

Величина ε выбрана произвольно малой, значит, $f = 0$. ■

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Если на φ наложены несколько более сильные условия, то предложения 5.3.1 и 5.3.2 могут быть доказаны при помощи простых оценок. В работе Мичелли [145], например, эти же заключения выведены при условии, что φ — непрерывная и удовлетворяет неравенству $|\varphi(x)| \leq C(1+|x|)^{-1-\varepsilon}$, $\sum_{l \in \mathbb{Z}} \varphi(x-l) = \text{const} \neq 0$, что влечет и $\varphi \in L^1$, и $\int dx \varphi(x) \neq 0$.

2. Дополнительное условие непрерывности $\widehat{\varphi}$ в 0 из предложения 5.3.2 не является необходимым. Ниже приводим пример кратномасштабного анализа, для которого масштабирующая функция не является абсолютно интегрируемой. Пусть V_j^M , φ^M , ψ^M являются, соответственно, пространствами кратномасштабного анализа, масштабирующей функцией и вейвлетом для базиса вейвлетов Мейера, при этом $\nu \in C^\infty$ (см. § 5.2). Пусть H является преобразованием Гильберта, $(Hf)^\wedge(\xi) = \widehat{f}(\xi)$, если $\xi \geq 0$, $(Hf)^\wedge(\xi) = -\widehat{f}(\xi)$, если $\xi < 0$. Определим $V_j = H V_j^M$, $\varphi = H \varphi^M$. Так как преобразование Гильберта является унитарным и перестановочно с масштабированием и сдвигами (по x), V_j по-прежнему образуют кратномасштабный анализ, а функции $\varphi_{0,k}$ формируют ортонормированный базис в V_0 . Но $\widehat{\varphi}$ не является непрерывной в 0. Поскольку $0 \notin \text{supp}(\widehat{\psi^M})$, функция $\widehat{\psi} = (H \psi^M)^\wedge$ принадлежит C^∞ и имеет компактный носитель, то сама ψ принадлежит C^∞ и быстро убывает. Таким образом, это является примером очень гладкого хорошо убывающего вейвлета, порожденного кратномасштабным анализом с плохо убывающей φ .⁶ Заметим, что φ^M и φ удовлетворяют (5.1.17) с одинаковой m_0 . Это показывает, что c_n из (5.3.4) или, эквивалентно, m_0 не определяют φ единственным образом и что убывание c_n при $|n| \rightarrow \infty$ не гарантирует убывания φ .⁷

3. Если $\widehat{\varphi}$ ограничена и непрерывна в 0, то условие $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$ необходимо в предложении 5.3.2. Это можно рассматривать следующим образом. Возьмем $f \in L^2(\mathbb{R})$, $f \neq 0$, при этом $\text{supp } \widehat{f} \subset [-R, R]$, $R < \infty$. Если $\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} \overline{V_j} = L^2(\mathbb{R})$, то

$$f = \lim_{J \rightarrow \infty} P_{-J} f. \text{ Но}$$

$$\|P_{-J} f\|^2 \leq A^{-1} \sum_k |\langle f, \varphi_{-J,k} \rangle|^2 \leq A^{-1} \left[2\pi \int d\xi |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi)|^2 |\widehat{f}(\xi)|^2 + R \right],$$

как и в (5.3.13). Поскольку $\widehat{\varphi}$ — непрерывна, первый член стремится к $A^{-1} 2\pi |\widehat{\varphi}(0)|^2 \|f\|^2$ при $J \rightarrow \infty$ по теореме об интегрируемости предела. Второй член может быть ограничен в точности, как и в (5.3.15), так что он стремится к нулю при $J \rightarrow \infty$. Следовательно,

$$\|f\|^2 = \lim_{J \rightarrow \infty} \|P_{-J} f\|^2 \leq 2\pi A^{-1} |\widehat{\varphi}(0)|^2 \|f\|^2.$$

$\|f\| \neq 0$, отсюда $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$.

4. Можно использовать рассуждения из пунктов 3 и 4 для доказательства оценки $|\widehat{\varphi}(0)|^2 \leq B/2\pi$. В самом деле, имеем

$$B\|f\|^2 \geq B\|P_{-J}f\|^2 \geq \sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \varphi_{-J,k} \rangle|^2 = 2\pi \int d\xi |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi)|^2 |\widehat{f}(\xi)|^2 + R,$$

где $|R|$ можно ограничить величиной $C2^{-J}$ для хороших f . Другой член стремится к $2\pi|\widehat{\varphi}(0)|^2\|f\|^2$ (см. 4). Вместе с замечанием 3 это влечет $A/2\pi \leq |\widehat{\varphi}(0)|^2 \leq B/2\pi$. В частности, если $\varphi_{0,k}$ ортонормированы, то $A = B$ и $|\widehat{\varphi}(0)| = (2\pi)^{-1/2}$.

5. Условия $\widehat{\varphi} \in L^\infty$, $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$ ($\widehat{\varphi}$ непрерывна в 0) подразумевают определенные ограничения и на c_n . Уравнение (5.3.4) может быть переписано так:

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (5.3.18)$$

где $m_0(\xi) = \frac{1}{2} \sum_n c_n e^{in\xi}$. В частности, $\widehat{\varphi}(0) = m_0(0) \widehat{\varphi}(0)$, что дает $m_0(0) = 1$ (так как $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$) или

$$\sum_n c_n = 2. \quad (5.3.19)$$

Более того, (5.3.18) подразумевает, что m_0 — непрерывна за исключением, может быть, нулей $\widehat{\varphi}$. В частности, m_0 непрерывна в $\xi = 0$. Если $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-1/2-\varepsilon}$, то непрерывность $\widehat{\varphi}$ влечет и непрерывность $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$, так что $\widehat{\varphi}^\#$ (определенная в § 5.3.1) также является непрерывной. Следовательно, $m_0^\#(\xi) = \widehat{\varphi}^\#(2\xi)/\widehat{\varphi}^\#(\xi)$ удовлетворяет равенству $m_0^\#(0) = 1$. Поскольку $|m_0^\#(\xi)|^2 + |m_0^\#(\xi + \pi)|^2 = 1$, то $m_0^\#(\pi) = 0$. Это дает $m_0(\pi) = 0$ ($m_0^\#(\xi) = m_0(\xi) [\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2]^{1/2} \cdot [\sum_l |\widehat{\varphi}(2\xi + 2\pi l)|^2]^{-1/2}$) или

$$\sum_n c_n (-1)^n = 0. \quad (5.3.20)$$

Это, вместе с $\sum_n c_n = 2$, влечет $\sum_n c_{2n} = 1 = \sum_n c_{2n+1}$, что согласуется с условием допустимости для ψ .⁸ Заметим также, что $\sum_n c_{2n} = 1 = \sum_n c_{2n+1}$ эквивалентно условию Мичелли из [145] $\sum_l \varphi(x - l) = \text{const} \neq 0$, если $|\varphi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}$, а φ — непрерывная.⁹ $\square$

Все это предполагает следующую стратегию при построении новых ортонормированных базисов вейвлетов:

- Выбираем φ так, чтобы
 - (1) φ и $\widehat{\varphi}$ имели разумное убывание,
 - (2) выполнялись (5.3.4) и (5.3.5),
 - (3) $\int dx \varphi(x) \neq 0$

(тогда в силу предложений 5.3.1, 5.3.2 V_j образуют кратномасштабный анализ).

- Если необходимо, выполняем «ортонормировочный трюк»

$$\widehat{\varphi}^{\#}(\xi) = \widehat{\varphi}(\xi) \left[2\pi \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \right]^{-1/2}.$$

- Наконец, $\widehat{\psi}(\xi) = e^{i\xi/2} \overline{m_0^{\#}(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}^{\#}(\xi/2)$, где $m_0^{\#}(\xi) = m_0(\xi) \left[\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \right]^{1/2} \cdot \left[\sum_l |\widehat{\varphi}(2\xi + 2\pi l)|^2 \right]^{-1/2}$ или, эквивалентно,

$$\psi(x) = \sum_n (-1)^n h_{-n+1}^{\#} \varphi^{\#}(x - n),$$

где $m_0^{\#}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n^{\#} e^{-in\xi}$.

5.4. Другие примеры: семейство Батла–Лемарье

Вейвлеты Батла–Лемарье связаны с цепочками кратномасштабного анализа, состоящими из пространств функций-сплайнов. В каждом случае в качестве изначальной масштабирующей функции мы берем B -сплайн с узлами в целых числах. Выбирая в качестве φ кусочно-постоянный сплайн

$$\varphi(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

мы приходим к базису Хаара.

Следующим примером является кусочно-линейный сплайн

$$\varphi(x) = \begin{cases} 1 - |x|, & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

изображенный на рисунке 5.4а. Функция φ удовлетворяет уравнению

$$\varphi(x) = \frac{1}{2}\varphi(2x + 1) + \varphi(2x) + \frac{1}{2}\varphi(2x - 1);$$

см. рисунок 5.4б. Его преобразованием Фурье является функция

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left(\frac{\sin \xi/2}{\xi/2} \right)^2,$$

причем $2\pi \sum_{l \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \cos \xi = \frac{1}{3}(1 + 2 \cos^2 \xi/2)$.¹⁰

Оба условия (5.3.4) и (5.3.5) выполнены, $\varphi \in L^1$ и $\int dx \varphi(x) = 1 \neq 0$. Значит, V_j образуют кратномасштабный анализ (состоящий из кусочно-линейных функций с узлами в $2^j \mathbb{Z}$). Поскольку φ не ортогональна своим сдвигам, нам нужно применить ортогонализационный трюк (5.3.3)

$$\widehat{\varphi}^\#(\xi) = \sqrt{3}(2\pi)^{-1/2} \frac{4 \sin^2 \xi/2}{\xi^2 [1 + 2 \cos^2 \xi/2]^{1/2}}.$$

В отличие от самой φ , носитель $\varphi^\#$ не является компактным; ее график приведен на рисунке 5.5а. Наиболее легкой процедурой получения графика $\varphi^\#$ является (численное) нахождение коэффициентов Фурье $[1 + 2 \cos^2 \xi/2]^{-1/2}$,

$$[1 + 2 \cos^2 \xi/2]^{-1/2} = \sum_n c_n e^{-in\xi},$$

для представления $\varphi^\#(x) = \frac{3}{2} \sum_n c_n \varphi(x - n)$. Соответствующей $m_0^\#$ является функция

$$m_0^\#(\xi) = \cos^2 \xi/2 \left[\frac{1 + 2 \cos^2 \xi/2}{1 + 2 \cos^2 \xi} \right]^{1/2},$$

а $\widehat{\psi}$ дается с помощью формулы

$$\begin{aligned} \widehat{\psi}(\xi) &= e^{i\xi/2} \sin^2 \xi/4 \left[\frac{1 + 2 \sin^2 \xi/4}{1 + 2 \cos^2 \xi/2} \right]^{1/2} \widehat{\varphi}^\#(\xi/2) = \\ &= \sqrt{3} e^{i\xi/2} \sin^2 \xi/4 \left[\frac{1 + 2 \sin^2 \xi/4}{(1 + 2 \cos^2 \xi/2)(1 + 2 \cos^2 \xi/4)} \right]^{1/2} \widehat{\varphi}(\xi/2). \end{aligned}$$

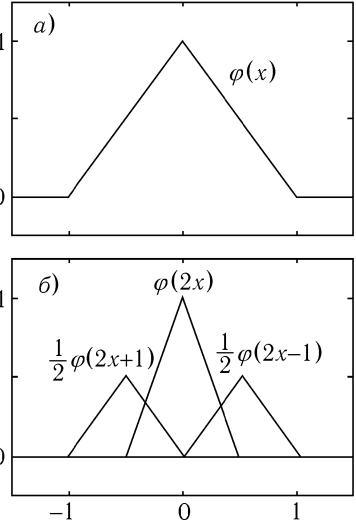


Рис. 5.4. Кусочно-линейный В-сплайн φ , удовлетворяющий уравнению $\varphi(x) = \frac{1}{2}\varphi(2x+1) + \varphi(2x) + \frac{1}{2}\varphi(2x-1)$

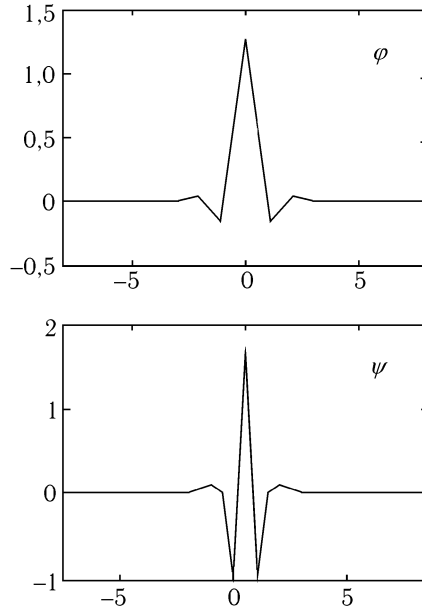


Рис. 5.5. Масштабирующая функция φ и вейвлет ψ для линейного сплайна в конструкции Батла–Лемарье

Мы вновь вычисляем коэффициенты Фурье d_n для $[(1 - \sin^2 \xi/4)(1 + \cos^2 \xi/2)^{-1}(1 + \cos^2 \xi/4)^{-1}]^{1/2}$ и записываем

$$\psi(x) = \frac{\sqrt{3}}{2} \sum_n (d_{n+1} - 2d_n + d_{n-1}) \varphi(2x - n).$$

Эта функция изображена на рисунке 5.5б.

В следующем примере φ является кусочно-квадратичным B -сплайном,

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{1}{2}(x+1)^2, & -1 \leq x \leq 0, \\ \frac{3}{4} - \left(x - \frac{1}{2}\right)^2, & 0 \leq x \leq 1, \\ \frac{1}{2}(x-2)^2, & 1 \leq x \leq 2, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

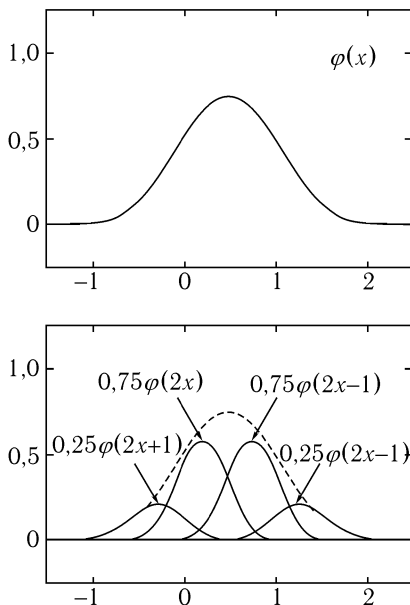


Рис. 5.6. Квадратичный B -сплайн φ , сдвинутый так, чтобы его узлами были целые значения. Он удовлетворяет условию $\varphi(x) = \frac{1}{4}\varphi(2x+1) + \frac{3}{4}\varphi(2x) + \frac{3}{4}\varphi(2x-1) + \frac{1}{4}\varphi(2x-2)$

как представлено на рисунке 5.6а. Теперь φ удовлетворяет соотношению

$$\varphi(x) = \frac{1}{4}\varphi(2x+1) + \frac{3}{4}\varphi(2x) + \frac{3}{4}\varphi(2x-1) + \frac{1}{4}\varphi(2x-2)$$

(см. рис. 5.6б). Мы имеем

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} e^{-i\xi/2} \left(\frac{\sin \xi/2}{\xi/2} \right)^2,$$

причем $2\pi \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = \frac{11}{20} + \frac{13}{30} \cos \xi + \frac{1}{60} \cos 2\xi = \frac{8}{15} + \frac{13}{30} \cos \xi + \frac{1}{30} \cos^2 \xi$.

Снова выполняются условия (5.3.4) и (5.3.5), $\varphi \in L^1$, и $\int dx \varphi(x) \neq 0$. Функции $\varphi(\cdot - k)$ не ортонормированы, и нам необходимо применить ор-

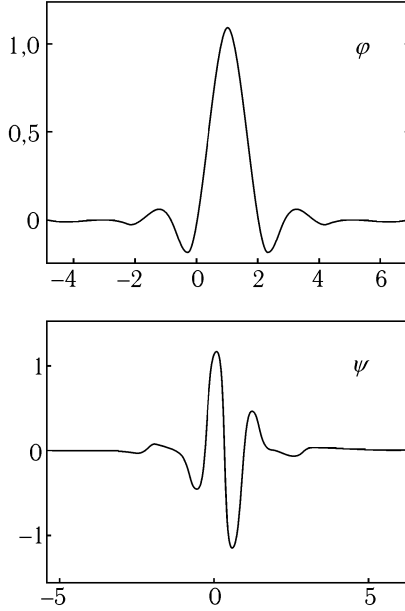


Рис. 5.7. Масштабирующая функция φ и вейвлет ψ для квадратичного сплайна в конструкции Батла – Лемарье

тогонализационный трюк (5.3.3) для нахождения $\varphi^\#$ и $m_0^\#$, прежде чем мы сможем построить ψ . Графики $\varphi^\#$ и ψ приведены на рисунке 5.7.

В общем случае, φ является B -сплайном степени N ,

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} e^{i\mathcal{K}\xi/2} \left(\frac{\sin \xi/2}{\xi/2} \right)^{N+1},$$

где $\mathcal{K} = 0$, если N — нечетное, $\mathcal{K} = 1$, если N — четное. Эта функция φ удовлетворяет требованию $\int dx \varphi(x) = 1$ и

$$\varphi(x) = \begin{cases} 2^{-2M} \sum_{j=0}^{2M+1} \binom{2M+1}{j} \varphi(2x - M - 1 + j), & \text{если } N = 2M \\ & \text{четное,} \\ 2^{-2M-1} \sum_{j=0}^{2M+2} \binom{2M+2}{j} \varphi(2x - M - 1 + j), & \text{если } N = 2M + 1 \\ & \text{нечетное.} \end{cases}$$

Явные формулы для $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$ для произвольных N могут быть найдены, например, у Чуи в [30]. Во всех случаях φ удовлетворяет условиям (5.3.4), (5.3.5). Для четных N она симметрична относительно $x = \frac{1}{2}$, для нечетных N — относительно $x = 0$. Во всех случаях, кроме $N = 0$, $\varphi(\cdot - k)$ не являются ортонормированными, поэтому необходимо проводить процедуру ортогонализации (5.3.3). В результате $\text{supp } \varphi^\# = \mathbb{R} = \text{supp } \psi$ для всех вейвлетов Батла–Лемарье. «Ортонормированная» $\varphi^\#$ имеет ту же ось симметрии, что и φ . Ось симметрии для ψ всегда проходит через $x = \frac{1}{2}$. (Для четных N функция ψ антисимметрична относительно этой оси, для нечетных N она симметрична.) Хотя носители $\varphi^\#$ и ψ «вытягиваются» вдоль всей прямой, эти функции по-прежнему имеют очень хорошее (экспоненциальное) убывание. Чтобы доказать это, нам нужно следующее предложение.

Предложение 5.4.1. *Предположим, что φ имеет экспоненциальное убывание, $|\varphi(x)| \leq C e^{-\gamma|x|}$, и для некоторого $\alpha \leq \gamma$ ($\alpha > 0$)*

$$\sup_{|\beta| \leq \alpha} |(e^{\beta \cdot} \varphi)^\wedge(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-1-\varepsilon}. \quad (5.4.1)$$

Предположим также, что $0 < \alpha \leq \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$. Определим $\varphi^\#$ с помощью $\widehat{\varphi}^\#(\xi) = \widehat{\varphi} \left[2\pi \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \right]^{-1/2}$. Тогда $\varphi^\#$ тоже имеет экспоненциальное убывание.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Оценка $|\varphi(x)| \leq C e^{-\alpha|x|}$ предполагает, что $\widehat{\varphi}(\xi)$ имеет аналитическое продолжение в полосу $|\text{Im } \xi| < \alpha$ и $\widehat{\varphi}(\cdot + i\xi_2) \in L^2(\mathbb{R})$ для всех $|\xi_2| < \alpha$. То же верно и для $\widehat{\varphi}(\xi) = \widehat{\varphi}(-\xi)$.

2. Для фиксированного ξ_2 определим $F_{\xi_2}(\xi_1) = \widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2) \widehat{\varphi}(-\xi_1 - i\xi_2)$. Тогда

$$\sum_{l \in \mathbb{Z}} |F_{\xi_2}(\xi_1 + 2\pi l)| \leq \left(\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2 + 2\pi l)|^2 \right)^{1/2} \left(\sum_l |\widehat{\varphi}(-\xi_1 - i\xi_2 - 2\pi l)|^2 \right)^{1/2}$$

и

$$\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2 + 2\pi l)|^2 \leq \frac{1}{2\pi} \int d\xi_1 |\widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2)|^2 +$$

$$\begin{aligned}
& +2 \int d\xi_1 |\widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2)| |\widehat{\varphi}'(\xi_1 + i\xi_2)| \leq \frac{1}{2\pi} \int dx e^{2\xi_2 x} |\varphi(x)|^2 + \\
& +2 \left[\int dx e^{2\xi_2 x} |\varphi(x)|^2 \right]^{1/2} \left[\int dx e^{2\xi_2 x} x^2 |\varphi(x)|^2 \right]^{1/2} < \infty.
\end{aligned}$$

(Мы использовали оценки $\sum_l |f(x + 2\pi l)| \leq (2\pi)^{-1} \int dx |f(x)| + \int dx |f'(x)|$.¹¹) Следовательно, ряд $\sum_l F_{\xi_2}(\xi_1 + 2\pi l)$ сходится абсолютно, если $|\operatorname{Im} \xi_2| < \gamma$. Сходные оценки вместе с теоремой об интегрируемости предела показывают, что функция $\sum_l F_{\xi_2}(\xi_1 + 2\pi l)$ является аналитической при $\xi = \xi_1 + i\xi_2$ в полосе $|\operatorname{Im} \xi| < \gamma$.

3. Функция $G(\xi) = \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$ имеет аналитическое продолжение в полосу $|\operatorname{Im} \xi| < \gamma$. Поскольку G — периодична с периодом 2π и $G|_{\mathbb{R}} \geq a > 0$, то существует $\tilde{\alpha}$, возможно, меньше, чем γ , такое, что $\operatorname{Re} G(\xi) \geq a/2$ при $|\operatorname{Im} \xi| < \tilde{\alpha}$. Следовательно, $G^{-1/2}$ может быть определена как аналитическая функция в полосе $|\operatorname{Im} \xi| < \tilde{\alpha}$. Это означает, что $\widehat{\varphi}^\# = G^{-1/2} \widehat{\varphi}$ имеет продолжение до равномерно ограниченной функции в полосе $|\operatorname{Im} \xi| < \tilde{\alpha}$.

4. С другой стороны, (5.4.1) влечет

$$|\widehat{\varphi}(\xi_1 + i\xi_2)| \leq C(1 + |\xi_1|)^{-1-\varepsilon}$$

для $|\xi_2| \leq \alpha$. Следовательно, на множестве $|\operatorname{Im} \xi| < \min(\tilde{\alpha}, \alpha)$ функция $\widehat{\varphi}^\#$ — аналитическая и ограниченная:

$$|\widehat{\varphi}^\#(\xi)| \leq C(1 + |\operatorname{Re} \xi|)^{-1-\varepsilon}.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned}
|\varphi^\#(x)| &= \lim_{R \rightarrow \infty} (2\pi)^{-1/2} \left| \int_{-R}^R d\xi e^{i\xi x} \widehat{\varphi}^\#(\xi) \right| = \\
&= \lim_{R \rightarrow \infty} (2\pi)^{-1/2} \left| \int_{-R}^R d\xi_1 e^{i\xi_1 x} e^{-\xi_2 x} \widehat{\varphi}^\#(\xi_1 + i\xi_2) \right| + \\
&+ \int_0^{\xi_2} ds e^{-i\xi_1 R} e^{-sx} \varphi^\#(-R + is) - \int_0^{\xi_2} ds e^{i\xi_1 R} e^{-sx} \varphi^\#(R + is) \leq \\
&\leq C e^{-\xi_2 x} \quad \text{для } |\xi_2| < \min(\tilde{\alpha}, \alpha). \blacksquare
\end{aligned}$$

Следствие 5.4.2. Все вейвлеты Батла–Лемарье и соответствующие масштабирующие функции $\varphi^\#$ имеют экспоненциальное убывание.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Если N , степень B -сплайна φ , равняется нулю, то это случай Хаара и доказывать нечего. Возьмем $N > 1$. Тогда $|\widehat{\varphi}(\xi)| = |2(\sin \xi/2)/\xi|^{N+1}$, откуда

$$|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C_N(1 + |\xi|)^{-N-1}.$$

2. Условие $|\varphi(x)| \leq C e^{-\gamma|x|}$ удовлетворяется тривиально для произвольного большого γ . Более того, для любого $\alpha > 0$ мы можем построить такую $f_\beta(x)$, $0 \leq |\beta| \leq \alpha$, что $f_\beta \in \mathcal{S}(\mathbb{R})$, $\sup_{\xi \in \mathbb{R}} \sup_{0 \leq |\beta| \leq \alpha} |(1 + |\xi|)^M \widehat{f}_\beta(\xi)| = C'_M < \infty$ для всех $M \in \mathbb{N}$ и $f_\beta(x) = e^{\beta x}$ на $\text{supp}(\varphi)$. Тогда

$$\begin{aligned} |(e^{\beta \cdot} \varphi)^\wedge(\xi)| &= |(f_\beta \varphi)^\wedge(\xi)| = |(\widehat{f}_\beta * \widehat{\varphi})(\xi)| \leq \\ &\leq C \int d\zeta (1 + |\zeta - \xi|)^{-M} (1 + |\zeta|)^{-N-1} \leq \\ &\leq C'(1 + |\xi|)^{-N-1} \quad \text{для достаточно больших } M \end{aligned}$$

и (5.4.1) тоже выполняется для достаточно больших α .

3. Следовательно, $\varphi^\#$ имеет экспоненциальное убывание, и скорость убывания полностью определяется ближайшим к вещественной оси комплексным нулем $\text{Re} \left[\sum_l \widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l) \widehat{\varphi}(-\xi - 2\pi l) \right]$.

4. Поскольку $\varphi^\#$ убывает экспоненциально, $|\varphi^\#(x)| \leq C_\# e^{-\gamma_\#|x|}$, мы имеем $|h_n^\#| \leq \sqrt{2} \int dx |\varphi^\#(x)| |\varphi^\#(2x - n)| \leq C e^{-\gamma_\#|n|/2}$ (используем $|x + a| + |x - a| \geq 2 \max(|x|, |a|)$). Следовательно,

$$\begin{aligned} |\psi(x)| &\leq \sqrt{2} \sum_n |h_{-n+1}| |\varphi^\#(2x - n)| \leq \\ &\leq C \sum_n e^{-\gamma_\#n/2} e^{-\gamma_\#|2x-n|} \leq C_\varepsilon e^{-\gamma_\#|x|(1-\varepsilon)}. \end{aligned}$$

ЗАМЕЧАНИЕ. Конструкция вейвлетов Батла–Лемарье, предложенная Батлом, отличается от приведенной здесь конструкции. Его анализ был вдохновлен техникой из теории квантового поля (см., например, хорошо читаемый обзор Батла [20]). $\square$

Итак, среди «более гладких» примеров имеем

- Вейвлет Мейера, принадлежащий C^∞ и убывающий быстрее любой отрицательной степени (но не экспоненциально быстро);
- Вейвлеты Батла–Лемарье, которые могут принадлежать C^k (т. е. $N \geq k+1$) с конечным k и иметь экспоненциальное убывание (скорость убывания убывает с ростом k).

В следующей части мы увидим, что ортонормированные вейвлеты не могут содержать лучшее из обоих миров: они не могут принадлежать C^∞ и иметь экспоненциальное убывание. (Заметим, что фреймы вейвлетов не страдают подобным ограничением: примером является функция мексиканская шляпа.)

5.5. Регулярность базисов ортонормированных вейвлетов

Для базисов вейвлетов (ортонормированных или нет — см. главу 8) существует взаимосвязь между регулярностью ψ и кратностью нуля функции $\hat{\psi}$ в точке $\xi = 0$. Это является следствием следующей теоремы (которая для последующего удобства сформулирована и доказана с большей общностью, чем требуется здесь).

Теорема 5.5.1. *Предположим, что $f, \tilde{f}$ — две функции, не тождественные константы, такие, что*

$$\langle f_{j,k}, \tilde{f}_{j',k'} \rangle = \delta_{jj'} \delta_{kk'},$$

где $f_{j,k}(x) = 2^{-j/2} f(2^{-j}x - k)$, $\tilde{f}_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \tilde{f}(2^{-j}x - k)$. Предположим, что выполняется оценка $|\hat{f}(x)| \leq C(1 + |x|)^{-\alpha}$, где $\alpha > m + 1$, $f \in C^m$, а $f^{(l)}$ ограничены для $l \leq m$. Тогда

$$\int dx x^l \tilde{f}(x) = 0 \quad \text{для } l = 0, 1, \dots, m. \quad (5.5.1)$$

Доказательство.

1. Идея доказательства очень проста. Выберем такие j, k, j', k' , чтобы $f_{j,k}$ была достаточно растянутой, а $\tilde{f}_{j',k'}$ — очень сконцентрированной. (Лишь для наглядности предположим, что $\tilde{f}$ имеет компактный носитель.) На таком крошечном носителе $\sup \tilde{f}_{j',k'}$ срезку $f_{j,k}$,

«видимую глазами» $\tilde{f}_{j', k'}$, можно заменить ее рядом Тейлора, в котором берутся все корректно определенные члены. Однако, поскольку $\int dx f_{j, k}(x) \tilde{f}_{j', k'}(x) = 0$, то интеграл от произведения $\tilde{f}$ и полинома степени m равен нулю. Затем мы можем менять положение $\tilde{f}_{j', k'}$, задаваемое k' . Для каждого положения рассуждения можно повторить, что приведет к целому семейству полиномов степени m , имеющих нулевой интеграл после умножения на $\tilde{f}$. Это дает требуемое условие на моменты. Теперь сделаем рассуждения более строгими.

2. Докажем (5.5.1) индукцией по l . Следующие рассуждения работают и для начального шага, и для шага индукции. Предположим, что $\int dx x^n \tilde{f}(x) = 0$ для $n \in \mathbb{N}$, $n < l$. (Если $l = 0$, то предположение не делается вообще.) Поскольку $f^{(l)}$ — непрерывны ($l \leq m$), а диадические (dyadic) рациональные числа вида $2^{-j}k$ ($j, k \in \mathbb{Z}$) составляют плотное множество в $\mathbb{R}$, существуют такие J, K , что $f^{(l)}(2^{-J}K) \neq 0$. (В противном случае $f^{(l)} \equiv 0$. Тогда либо $f \equiv \text{const}$ (для случаев $l = 0, 1$), что не верно, либо f — полином степени $l - 1 \geq 1$ (для случаев $l \geq 2$) и, значит, f — неограниченная функция, что тоже не верно.) Далее, для любого $\varepsilon > 0$ существует такое $\delta > 0$, что

$$\left| f(x) - \sum_{n=0}^l (n!)^{-1} f^{(n)}(2^{-J}K)(x - 2^{-J}K)^n \right| \leq \varepsilon |x - 2^{-J}K|^l,$$

если $|x - 2^{-J}K| \leq \delta$. Теперь возьмем $j > J$, $j > 0$. Тогда

$$\begin{aligned} 0 &= \int dx f(x) \overline{\tilde{f}(2^j x - 2^{j-J}K)} = \\ &= \sum_{n=0}^l (n!)^{-1} f^{(n)}(2^{-J}K) \int dx (x - 2^{-J}K)^n \overline{\tilde{f}(2^j x - 2^{j-J}K)} + \\ &+ \int dx \left[f(x) - \sum_{n=0}^l (n!)^{-1} f^{(n)}(2^{-J}K)(x - 2^{-J}K)^n \right] \overline{\tilde{f}(2^j x - 2^{j-J}K)}. \end{aligned} \quad (5.5.2)$$

Так как $\int dx x^n \tilde{f}(x) = 0$ для $n < l$, то первое слагаемое равняется

$$(l!)^{-1} f^{(l)}(2^{-J}K) 2^{-(l+1)j} \int dx x^l \overline{\tilde{f}(x)}. \quad (5.5.3)$$

Используя ограниченность $f^{(n)}$, второе слагаемое можно ограничить с помощью

$$\begin{aligned} \varepsilon \int_{|y| < \delta} dy |y|^l |\tilde{f}(2^j y)| + C' \int_{|y| > \delta} dy (1 + |y|^l) |\tilde{f}(2^j y)| &\leq \\ &\leq 2\varepsilon C 2^{-j(l+1)} \int_0^{2^j \delta} dt t^l (1+t)^{-\alpha} + 2C' C \int_{\delta}^{\infty} dt (1+t)^l (1+2^j t)^{-\alpha} \leq \\ &\leq C_1 \varepsilon 2^{-j(l+1)} + C_2 2^{-j\alpha} \delta^{-\alpha} (1+\delta)^{l+1}, \quad (5.5.4) \end{aligned}$$

в первом слагаемом мы заменили верхнюю границу интегрирования на ∞ , в во втором слагаемом использовали оценки $(1 + 2^j t)^{-1} \leq \frac{1+\delta}{1+2^j \delta} (1+t)^{-1} \leq 2^{-j} \frac{1+\delta}{\delta} (1+t)^{-1}$, выполняемые для $t \geq \delta$. Заметим, что C_1, C_2 зависят лишь от C, α и l , но не от ε, δ и j . Комбинируя (5.5.2), (5.5.3) и (5.5.4), приходим к оценке

$$\left| \int dx x^l \tilde{f}(x) \right| \leq (l!) [f^{(l)}(2^{-j} K)]^{-1} [\varepsilon C_1 + \delta^{-\alpha} (1+\delta)^{l+1} 2^{-j(\alpha-l-1)} C_2].$$

Здесь ε можно выбрать произвольно малым, и для соответствующего δ можно подобрать достаточно большое j , чтобы второе слагаемое тоже стало малым. Следовательно, $\int dx x^l \tilde{f}(x) = 0$. ■

Примененная к базисам ортонормированных вейвлетов, эта теорема дает следующее следствие:

Следствие 5.5.2. Если функции $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ образуют ортонормированное множество в $L^2(\mathbb{R})$, при этом $|\psi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-m-1-\varepsilon}$, $\psi \in C^m(\mathbb{R})$ и $\psi^{(l)}$ ограничены при $l \leq m$, то $\int dx x^l \psi(x) = 0$ для $l = 0, 1, \dots, m$.

Доказательство.

Следует немедленно из теоремы 5.5.1, в которой положено $f = \tilde{f} = \psi$. ■

Замечание.

1. Другие доказательства можно найти у Мейера в [142], у Батла в [19]. В отличие от представленного, оба доказательства работают с преобразованием Фурье. Подобные связи нулевых моментов и регулярности составляют

часть «народной мудрости» среди специалистов, работающих с теорией Зигмунда–Кальдерона, предшествовавшей вейвлетам.

2. Заметим, что для доказательства следствия 5.5.2 или теоремы 5.5.1 мы не использовали ни кратномасштабный анализ, ни даже того, что функции $\psi_{j,k}$ образуют базис: единственным свойством, имеющим значение, является ортонормированность. В доказательстве Батла (вдохновившем и настоящее доказательство) тоже используется лишь ортонормированность. В доказательстве Мейера целиком используется конструкция кратномасштабного анализа.

Следствие 5.5.3. *Предположим, что функции $\psi_{j,k}$ ортонормированы. Тогда ψ не может иметь экспоненциальное убывание, принадлежать C^∞ и иметь ограниченными все производные при условии, что ψ не является тождественным нулем.*

Доказательство.

1. Если $\psi \in C^\infty$, а производные ограничены, то по теореме 5.5.1 $\int dx x^l \psi(x) = 0$ для всех $l \in \mathbb{N}$. Откуда $\frac{d^l}{d\xi^l} \hat{\psi} \Big|_{\xi=0} = 0$ для всех $l \in \mathbb{N}$.

2. Если ψ имеет экспоненциальное убывание, то $\hat{\psi}$ аналитична в некоторой полосе $|\operatorname{Im} \xi| < \lambda$. Вместе с условием $\frac{d^l}{d\xi^l} \hat{\psi} \Big|_{\xi=0} = 0$, выполненным для всех $l \in \mathbb{N}$, это дает $\psi \equiv 0$. ■

В этом и состоит компромисс, о котором было заявлено в конце последней части: нам нужно выбирать между экспоненциальным (или более быстрым) убыванием по времени либо по частоте. Мы не можем иметь одновременно то и другое. На практике убывание по x предпочтительнее, чем убывание по ξ .

Последним следствием теоремы 5.5.1 является следующее разложение на множители.

Следствие 5.5.4. *Предположим, что функции $\psi_{j,k}$ образуют ортонормированный базис вейвлетов, связанный с кратномасштабным анализом, как описано в § 5.1. Если $|\varphi(x)|, |\psi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-m-1-\varepsilon}$ и $\psi \in C^m$, а $\psi^{(l)}$ ограничены для $l \leq m$, то m_0 , определенная с помощью (5.1.18), (5.1.14), разлагается на множители*

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^{m+1} \mathcal{L}(\xi), \quad (5.5.5)$$

где $\mathcal{L}$ — 2π -периодическая функция из C^m .

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. В силу следствия 5.5.2 $\frac{d^l}{d\xi^l} \widehat{\psi} \Big|_{\xi=0} = 0$ для $l \leq m$.

2. С другой стороны, $\widehat{\psi}(\xi) = e^{-i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}(\xi/2)$. Поскольку обе функции $\widehat{\psi}$, $\widehat{\varphi}$ принадлежат C^m , и $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$ (см. замечание 3 в конце § 5.3.2), это означает, что m_0 в точке $\xi = \pi$ дифференцируема m раз и

$$\frac{d^l}{d\xi^l} m_0 \Big|_{\xi=\pi} = 0 \quad \text{для } l \leq m.$$

3. Отсюда m_0 имеет ноль порядка $m + 1$ в $\xi = \pi$, или

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^{m+1} \mathcal{L}(\xi).$$

Так как $m_0 \in C^m$, то $\mathcal{L} \in C^m$ тоже. ■

5.6. Связь со схемами субполосной фильтрации

Кратномасштабный анализ естественным образом приводит к иерархической и быстрой схеме вычисления вейвлет-коэффициентов данной функции. Допустим, что мы уже вычислили (или имеем заданными) скалярные произведения f и $\varphi_{j,k}$ для некоторого заданного мелкого масштаба.¹² Произведя масштабирование наших «единиц» измерения (или масштабируя f), мы можем предполагать, что номер этого уровня равен $j = 0$. Тогда легко вычислить $\langle f, \varphi_{j,k} \rangle$ для $j \geq 1$. Прежде всего, имеем (см. (5.1.34))

$$\psi = \sum_n g_n \varphi_{-1,n},$$

где $g_n = \langle \psi, \varphi_{-1,n} \rangle = (-1)^n h_{-n+1}$. Следовательно,

$$\begin{aligned} \psi_{j,k}(x) &= 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k) = 2^{-j/2} \sum_n g_n 2^{1/2} \varphi(2^{-j+1}x - 2k - n) = \\ &= \sum_n g_n \varphi_{j-1, 2k+n}(x) = \sum_n g_{n-2k} \varphi_{j-1,n}(x). \end{aligned} \quad (5.6.1)$$

Отсюда

$$\langle f, \psi_{1,k} \rangle = \sum_n \overline{g_{n-2k}} \langle f, \varphi_{0,n} \rangle,$$

т.е. скалярные произведения $\langle f, \psi_{1,k} \rangle$ получены с помощью свертки последовательностей $(\langle f, \varphi_{0,n} \rangle)_{n \in \mathbb{Z}}$ и $(\bar{g}_{-n})_{n \in \mathbb{Z}}$ с последующим сохранением лишь четных компонент. Аналогично, имеем соотношения

$$\langle f, \psi_{j,k} \rangle = \sum_n \overline{g_{n-2k}} \langle f, \varphi_{j-1,n} \rangle, \quad (5.6.2)$$

которые можно использовать для вычисления $\langle f, \psi_{j,k} \rangle$, прибегнув к той же операции (свертка с $\bar{g}$, уменьшение вдвое числа членов), зная $\langle f, \varphi_{j-1,k} \rangle$. Но в силу (5.1.15) мы получаем

$$\varphi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}x - k) = \sum_n h_{n-2k} \varphi_{j-1,k}(x), \quad (5.6.3)$$

откуда

$$\langle f, \varphi_{j,k} \rangle = \sum_n \overline{h_{n-2k}} \langle f, \varphi_{j-1,k} \rangle. \quad (5.6.4)$$

Дальнейшая процедура становится ясной: начав с $\langle f, \varphi_{0,n} \rangle$, вычисляем $\langle f, \psi_{1,k} \rangle$ по формуле (5.6.2) и $\langle f, \varphi_{1,k} \rangle$ по формуле (5.6.4). Затем вновь можем применить (5.6.2), (5.6.4), чтобы вычислить $\langle f, \psi_{2,k} \rangle$, $\langle f, \varphi_{2,k} \rangle$ по $\langle f, \varphi_{1,n} \rangle$, и так далее... На каждом шаге мы вычисляем не только вейвлет-коэффициенты $\langle f, \psi_{j,k} \rangle$ на соответствующем j -м уровне, но также и $\langle f, \varphi_{j,k} \rangle$ для того же j -го уровня, что используется при вычислении вейвлет-коэффициентов на следующем уровне.

Весь процесс можно рассматривать как вычисление последовательных приближений f и разности между «информацией» на двух последовательных уровнях. С этой точки зрения мы начинаем с самого мелко-масштабного приближения к f , $f^0 = P_0 f$ (напомним, что P_j — ортогональный проектор на V_j ; через Q_j обозначим ортогональный проектор на W_j) и разложим $f^0 \in V_0 = V_1 \oplus W_1$ на $f^0 = f^1 + \delta^1$, где $f^1 = P_1 f^0 = P_1 f$ — следующее более грубое приближение f в кратномасштабном анализе, а $\delta^1 = f^0 - f^1 = Q_1 f^0 = Q_1 f$ — «потери» при переходе $f^0 \rightarrow f^1$. В каждом из пространств V_j, W_j мы имеем ортонормированные базисы $(\varphi_{j,k})_{k \in \mathbb{Z}}, (\psi_{j,k})_{k \in \mathbb{Z}}$ соответственно, так что

$$f^0 = \sum_n c_n^0 \varphi_{0,n}, \quad f^1 = \sum_n c_n^1 \varphi_{1,n}, \quad \delta^1 = \sum_n d_n^1 \psi_{1,n}.$$

Формулы (5.6.2), (5.6.4) выражают воздействие преобразования $(\varphi_{0,n})_{n \in \mathbb{Z}} \rightarrow (\varphi_{1,n}, \psi_{1,n})_{n \in \mathbb{Z}}$ в V_0 на коэффициенты ортогонального ба-

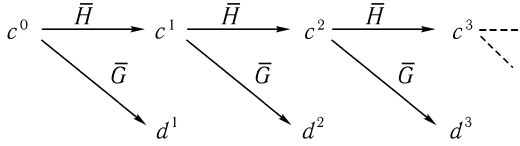


Рис. 5.8. Схематическое представление (5.6.5)

зиса:

$$c_k^1 = \sum_n \overline{h_{n-2k}} c_n^0, \quad d_k^1 = \sum_n \overline{g_{n-2k}} c_n^0. \quad (5.6.5)$$

Вводя обозначения $a = (a_n)_{n \in \mathbb{Z}}$, $\bar{a} = (\bar{a}_{-n})_{n \in \mathbb{Z}}$ и $(Ab)_k = \sum_n a_{2k-n} b_n$, это можно переписать в виде

$$c^1 = \overline{H} c^0, \quad d^1 = \overline{G} c^0.$$

Более грубое приближение $f^1 \in V_1 = V_2 \oplus W_2$ снова можно разложить в $f^1 = f^2 + \delta^2$, $f^2 \in V_2$, $\delta^2 \in W_2$, где

$$f^2 = \sum_n c_n^2 \varphi_{2,n}, \quad \delta^2 = \sum_n d_n^2 \psi_{2,n}.$$

Мы опять имеем

$$c^2 = \overline{H} c^1, \quad d^2 = \overline{G} c^1.$$

Схематически это представлено на рисунке 5.8.

На практике мы останавливаемся после конечного числа уровней. Это означает, что мы переписали информацию $(\langle f, \varphi_{0,n} \rangle)_{n \in \mathbb{Z}} = c^0$ через $d^1, d^2, d^3, \dots, d^J$ и конечное грубое приближение c^J , т.е. $(\langle f, \psi_{j,k} \rangle)_{k \in \mathbb{Z}, j=1, \dots, J}$ и $(\langle f, \varphi_{J,k} \rangle)_{k \in \mathbb{Z}}$. Поскольку все сделанное является последовательностью преобразований ортогональных базисов, обратная операция задается сопряженными матрицами. Точнее

$$f^{j-1} = f^j + \delta^j = \sum_k c_k^j \varphi_{j,k} + \sum_k d_k^j \psi_{j,k};$$

откуда

$$\begin{aligned} c_n^{j-1} = \langle f^{j-1}, \varphi_{j-1,n} \rangle &= \sum_k c_k^j \langle \varphi_{j,k}, \varphi_{j-1,n} \rangle + \sum_k d_k^j \langle \psi_{j,k}, \varphi_{j-1,n} \rangle = \\ &= \sum_k [h_{n-2k} c_k^j + g_{n-2k} d_k^j] \end{aligned} \quad (5.6.6)$$

(используем (5.6.1), (5.6.3)).

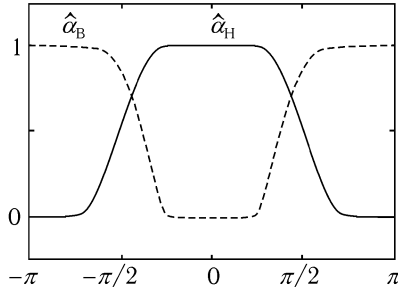


Рис. 5.9. Низкочастотный фильтр (непрерывная линия) и высокочастотный фильтр (разрывная линия)

В цифровой обработке сигнала члены (5.6.5) и (5.6.6) являются шагами анализа и синтеза в схеме субполосной фильтрации (subband filtering scheme) с точным восстановлением. В двухканальной схеме субполосной фильтрации берется свертка входящей последовательности $(c_n^0)_{n \in \mathbb{Z}}$ с двумя фильтрами, низкочастотным (low-pass filter) и высокочастотным (high-pass filter). Затем две полученные последовательности прореживаются, т. е. удерживаются лишь четные (или нечетные) компоненты. Именно это происходит в (5.6.5). Для читателей, незнакомых с терминологией «фильтрации», кратко поясню, что это значит. Любая интегрируемая с квадратом последовательность $(c_n)_{n \in \mathbb{Z}}$ может быть интерпретирована как последовательность отсчетов $\gamma(n)$ функции γ с полосой ограниченной ширины, для которой $\hat{\gamma} \subset [-\pi, \pi]$ (см. главу 2),

$$\gamma(x) = \sum_n c_n \frac{\sin \pi(x - n)}{\pi(x - n)}$$

или

$$\hat{\gamma}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} c_n e^{-in\xi}.$$

Операция фильтрации соответствует перемножению $\hat{\gamma}$ и 2π -периодической функции, например,

$$\hat{\alpha}(\xi) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} a_n e^{-in\xi}. \quad (5.6.7)$$

Результатом является другая функция $\alpha * \gamma$ с полосой ограниченной

ширины,

$$(\alpha * \gamma)^\wedge(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{-in\xi} \sum_{m \in \mathbb{Z}} a_{n-m} c_m$$

или

$$(\alpha * \gamma)(x) = \sum_n \left(\sum_m a_{n-m} c_m \right) \frac{\sin \pi(x - n)}{\pi(x - n)}.$$

Фильтр называется *низкочастотным*, если $\hat{\alpha}|_{[-\pi, \pi]}$ в основном концентрируется на отрезке $[-\pi/2, \pi/2]$, *высокочастотным*, если $\hat{\alpha}|_{[-\pi, \pi]}$ в основном концентрируется на множестве $\{\xi; \pi/2 \leq |\xi| \leq \pi\}$ (см. рисунок 5.9). «Идеальными» фильтрами являются $\hat{\alpha}_H(\xi) = 1$, если $|\xi| < \pi/2$, $\hat{\alpha}_H(\xi) = 0$, если $\pi/2 < |\xi| < \pi$, и $\hat{\alpha}_B(\xi) = 0$, если $|\xi| < \pi/2$, $\hat{\alpha}_B(\xi) = 1$, если $\pi/2 < |\xi| < \pi$, соответственно. Последовательность a_n (из (5.6.7)) задается формулами

$$a_n^H = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{при } n = 0, \\ 0 & \text{при } n = 2k, k \neq 0, \\ \frac{(-1)^k}{(2k+1)\pi} & \text{при } n = 2k+1; \end{cases}$$

$$a_n^B = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{при } n = 0, \\ 0 & \text{при } n = 2k, k \neq 0, \\ \frac{(-1)^{k+1}}{(2k+1)\pi} & \text{при } n = 2k+1. \end{cases}$$

После применения идеального низкочастотного фильтра к γ , получается функция с полосой ограниченной ширины и носителем $\text{supp} \subset [-\pi/2, \pi/2]$. Такая функция полностью определяется своими значениями на $2\mathbb{Z}$, и мы имеем (см. (2.1.2))

$$(\alpha_H * \gamma)(x) = \sum_n \left(\sum_m a_{2n-m}^H c_m \right) \frac{\sin[\pi(x - 2n)/2]}{\pi(x - 2n)/2}.$$

Аналогично, результатом применения идеального низкочастотного фильтра к γ является сдвинутая по частоте версия функции с полосой

ограниченной ширины и носителем $\text{supp} \subset [-\pi/2, \pi/2]$. Такая функция снова полностью определяется своими значениями на $2\mathbb{Z}$,

$$\begin{aligned} (\alpha_H * \gamma)(x) &= \frac{1}{\pi} \int_{\frac{\pi}{2} \leq |\xi| \leq \pi} d\xi e^{ix\xi} \sum_n \left(\sum_m a_{2n-m}^H c_m \right) e^{-2in\xi} = \\ &= \sum_n \left(\sum_m a_{2n-m}^B c_m \right) \frac{\sin[\pi(x-2n)/2]}{\pi(x-2n)/2} \{2 \cos[\pi(x-2n)/2] - 1\}. \end{aligned}$$

Поскольку достаточно иметь компоненты с четными индексами свертки a_n^H , a_n^B с c_k , чтобы полностью характеризовать $\alpha_H * \gamma$ и $\alpha_B * \gamma$, имеет смысл после свертки оставить только их. Это является главной причиной прореживания с фактором 2 в субполосной фильтрации, также называемого «децимацией» (downsampling). Восстановление первоначальной c_m по двум последовательностям, полученным после фильтрации и прореживания

$$c_n^H = \sum_m a_{2n-m}^H c_m, \quad c_n^B = \sum_m a_{2n-m}^B c_m, \quad (5.6.8)$$

не представляет сложности:

$$\begin{aligned} c_m &= \gamma(m) = (\alpha_H * \gamma)(m) + (\alpha_B * \gamma)(m) \quad (\text{т. к. } \hat{\alpha}_H + \hat{\alpha}_B = 1) \\ &= \sum_k \frac{\sin[\pi(m-2k)/2]}{\pi(m-2k)/2} \{c_k^H + c_k^B (2 \cos(\pi(m-2k)/2) - 1)\}. \end{aligned}$$

Отделяя четные и нечетные m , находим

$$c_{2m} = c_m^H + c_m^B, \quad c_{2m+1} = \sum_l \frac{2(-1)^l}{\pi(2l+1)} (c_{m-l}^H - c_{m-l}^B).$$

Это можно также переписать так:

$$c_m = 2 \sum_n (a_{m-2n}^H c_n^H + a_{m-2n}^B c_n^B). \quad (5.6.9)$$

Последнюю операцию можно рассматривать как результат

- разбавления обеих c_n^H и c_n^B нулями (т.е. построения новых последовательностей с нечетными нулевыми компонентами и с четными компонентами, заданными последовательными c_n^H , c_n^B);

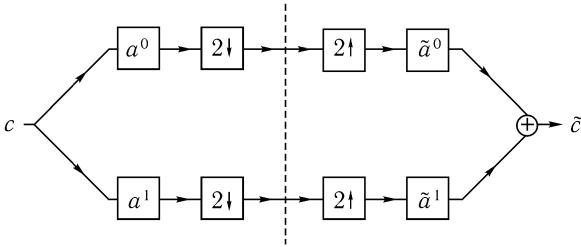


Рис. 5.10. Схематическое представление этапов разложения и восстановления (отделенных вертикальной разрывной линией) в схеме субполосной фильтрации. Каждая буква (a^0 , a^1 , ...) в квадратике представляет свертку с соответствующей последовательностью; $2 \downarrow$ отвечает уменьшению выборки значений вдвое (остаются лишь четные компоненты), $2 \uparrow$ — увеличению выборки вдвое (разбавление нулями). В «идеальном» случае $a^0 = a^H$, $a^1 = a^B$, $\tilde{a}^0 = 2a^H$ и $\tilde{a}^1 = 2a^B$. Конечный результат идентичен входному значению $\tilde{c} = c$

- свертки этих разбавленных (upsampled) последовательностей с фильтрами a^H , a^B соответственно;
- сложения двух результатов.

Схематически (5.6.8) и (5.6.9) можно представить рисунком 5.10.

Коэффициенты фильтров a_n^H , a_n^B для идеальных фильтров a^H , a^B убывают слишком медленно, чтобы быть использованными. На практике предпочтение отдается схеме с рисунка 5.10, для которой коэффициенты фильтров a^0 , a^1 , $\tilde{a}^0$, $\tilde{a}^1$ убывают быстрее. Это можно получить лишь если соответствующие 2π -периодические функции α^0 , α^1 , $\tilde{\alpha}^0$, $\tilde{\alpha}^1$ являются более гладкими, чем α^H , α^B . Это означает, что может появиться наложение спектров: $|\alpha^0|$, $|\alpha^1|$ выглядят «округленными» версиями α^H , α^B (как на рисунке 5.9), т.е. их носители больше, чем $[-\pi/2, \pi/2]$ и $\{\xi; \pi/2 \leq |\xi| \leq \pi\}$ соответственно. Следовательно, $\alpha^0 * \gamma$, $\alpha^1 * \gamma$ не являются истинно ограниченными по (частотной) полосе с максимальной частотой $\pi/2$, и представление их выборкой значений, как это было сделано, приводит к наложению спектров, что объяснялось в § 2.1. Это должно быть исправлено на этапе восстановления: $\tilde{a}^0$, $\tilde{a}^1$ должны соответствовать a^0 и a^1 для того, чтобы избежать наложения спектров, возникшего после разложения. Но даже такое «соответствие» возможно лишь если a^0 и a^1 уже соответствуют друг другу каким-либо образом. Чтобы найти подходящие условия на эти

фильтры, удобно использовать « z -обозначения», в которых последовательность $(a_n)_{n \in \mathbb{Z}}$ представляется формальным рядом $a(z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} a_n z^n$.

Если $z = e^{-i\xi}$ на единичном круге, то это ничто другое, как ряд Фурье. В некоторых случаях удобно использовать $z \in \mathbb{C}$ вместо $|z| = 1$. Этап разложения в схеме субполосной фильтрации на рисунке 5.10 можно записать так:

$$c^0(z^2) = \frac{1}{2}[a^0(z)c(z) + a^0(-z)c(-z)], \quad c^1(z^2) = \frac{1}{2}[a^1(z)c(z) + a^1(-z)c(-z)].$$

Здесь $a^0(z)c(z)$ — z -обозначение для свертки a^0 и c ; $\frac{1}{2}[b(z) + b(-z)]$ равняется формальной последовательности $\sum_n b_{2n} z^{2n}$, т. е. $b(z)$, из которой изъяты все нечетные компоненты.

Этап восстановления представляется как

$$\tilde{c}(z) = \tilde{a}^0(z)c^1(z^2) + \tilde{a}^1(z)c^2(z^2),$$

где $c^j(z^2)$ — z -обозначение для удвоенной выборки c^j (куда были помещены нули: $c^j(z^2) = \sum_n c_n^j z^{2n}$). Общий эффект таков:

$$\tilde{c}(z) = \frac{1}{2}[\tilde{a}^0(z)a^0(z) + \tilde{a}^1(z)a^1(z)]c(z) + \frac{1}{2}[\tilde{a}^0(z)a^0(-z) + \tilde{a}^1(z)a^1(-z)]c(-z). \quad (5.6.10)$$

В этом выражении второй член содержит эффекты наложения спектров: $c(-z)$ соответствует сдвинутому на π ряду Фурье $\sum_n c_n e^{-in\xi}$. Именно этого следует ожидать от наложения спектров, поскольку выборка взята с частотой, вдвое меньшей частоты Найквиста (Nyquist rate). Таким образом, чтобы избавиться от наложения спектров, нам нужно иметь

$$\tilde{a}^0(z)a^0(-z) + \tilde{a}^1(z)a^1(-z) = 0. \quad (5.6.11)$$

Первые схемы субполосного кодирования без наложения спектров восходят к работе Эстебана и Геланда [76]. В их работе, как и в большинстве схем, которые будут рассмотрены в этих заметках, последовательности являются вещественными. Они выбрали

$$a^1(z) = a^0(-z), \quad \tilde{a}^0(z) = a^0(z), \quad \tilde{a}^1(z) = -a^0(-z), \quad (5.6.12)$$

при этом (5.6.11) на самом деле выполняется, а (5.6.10) упрощается до выражения

$$\tilde{c}(z) = \frac{1}{2}[a^0(z)^2 - a^0(-z)^2]c(z).$$

Если a^0 — симметричная, $a_{-n}^0 = a_n^0$, то $\alpha^1(\xi) = \sum_n a_n^1 e^{-in\xi}$ — «зеркало» α^0 по отношению к «полуполосному» значению $\xi = \pi/2$ вследствие того, что $\alpha^1(\xi) = \sum_n a_n^0 (-1)^n e^{-in\xi} = \alpha^0(\pi - \xi)$. Таким образом, фильтры, выбранные в соответствии с (5.6.12), называются «квадратурными зеркальными фильтрами» (КЗФ, quadrature mirror filters). На практике работают с КИХ-фильтрами (КИХ, finite impulse response, = конечная импульсная характеристика; это означает, что лишь конечное число a_n является ненулевыми). К сожалению, не существует КИХ-фильтра a^0 , для которого $a^0(z)^2 - a^0(-z)^2 = 2$, так что $\tilde{c}$ не может быть идентичным c в этой схеме. Тем не менее, можно найти a^0 , для которого $a^0(z)^2 - a^0(-z)^2$ близко 2, так что значение схемы на выходе близко значению на входе. К настоящему времени существует обширная литература по конструированию различных КЗФ, см. номера IEEE *Trans. Acoust. Speech Signal Process.* за последние 15 лет. Также существует много обобщений с разделением больше, чем на 2 полосы (ОКЗФ — обобщенный КЗФ, generalized quadrature mirror filters).

Минтцер ([147]), Смит и Барнвел ([166]), Веттерли ([178]) предложили схему, отличающуюся от (5.6.12):

$$a^1(z) = z^{-1}a^0(-z^{-1}), \quad \tilde{a}^0(z) = a^0(z^{-1}), \quad \tilde{a}^1(z) = a^1(z^{-1}) = za^0(-z). \quad (5.6.13)$$

Легко проверить, что (5.6.11) снова выполняется, а (5.6.10) превращается в

$$\tilde{c}(z) = \frac{1}{2}[a^0(z)a^0(z^{-1}) + a^0(-z)a^0(-z^{-1})]c(z).$$

Для $z = e^{i\xi}$ и вещественных a_n^0 выражение в квадратных скобках превращается в $\frac{1}{2}[|a^0(e^{-i\xi})|^2 + |a^0(-e^{-i\xi})|^2] = \frac{1}{2}[|\alpha^0(\xi)|^2 + |\alpha^0(\xi + \pi)|^2]$. Среди множества КИХ-фильтров существуют a^0 , для которых оно равняется 1. Значит, мы получаем точное восстановление по схеме субполосной фильтрации. Смит и Барнвел ([166]) назвали фильтры, выбранные в соответствии с (5.6.13)¹³, сопряженными квадратурными фильтрами (СКФ, conjugate quadrature filters), но этот термин не стал столь же популярен, как КЗФ.

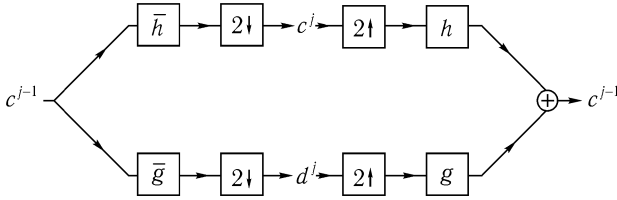


Рис. 5.11. Схема субполосной фильтрации для одного шага «разложение + восстановление» в кратномасштабном анализе

И последнее замечание, прежде чем мы вновь вернемся к вейвлетам. В целом, субполосная фильтрация используется, конечно, не просто для разложения и восстановления: простой телеграф вместо схемы на рис. 5.10 был бы более эффективен и дешевле. Целью игры является сжатие или обработка между этапами разложения и восстановления. Во многих приложениях (анализ изображений, например) сжатие после субполосной фильтрации более осуществимо, чем в отсутствие фильтрации. Восстановление после применения таких схем сжатия (квантование) не идеально¹⁴, однако существует надежда, что с помощью специально сконструированных фильтров искажение вследствие квантования можно сделать малым, при этом достигнув значительного коэффициента сжатия. Мы вернемся к этому (хотя и вкратце) в следующей главе.

И опять об ортонормированных базисах вейвлетов. Формулы (5.6.5), (5.6.6) имеют *в точности* ту же структуру, что и (5.6.8), (5.6.9), соответственно. Переход от одного уровня в кратномасштабном анализе к следующему более грубому приближению и соответствующему уровню вейвлетов и, затем, обратный переход могут быть представлены диаграммой, сходной с рисунком 5.11. Здесь $(\bar{h})_n = \bar{h}_{-n}$, $(\bar{g})_n = \bar{g}_{-n}$ (см. выше). Если предположить h_n вещественными и принять в рассмотрение, что $g_n = (-1)^n h_{-n+1}$, то мы можем отождествить рисунок 5.11 и рисунок 5.10, выбрав

$$\begin{aligned} a^0(z) &= h(z^{-1}), & \tilde{a}^0(z) &= h(z), \\ a^1(z) &= g(z^{-1}) = -z^{-1}h(-z), & \tilde{a}^1(z) &= g(z) = -zh(-z^{-1}). \end{aligned}$$

С точностью до тривиальной замены знаков в a^1 и $\tilde{a}^1$, это соответствует (5.6.13). Это означает, что каждый ортонормированный базис

вейвлетов, связанный с кратномасштабным анализом, дает начало паре СКФ, т. е. схеме субполосной фильтрации с точным восстановлением. Обратное не верно: при построении ортонормированного базиса мы обязательно имеем $a^0(1) = \sum_n h_n = 2^{1/2}$ (см. замечание 5 в конце § 5.3.2),

однако существуют СКФ, для которых $a^0(1)$ близко $2^{1/2}$, при этом точное равенство не достигается. Более того, все рассмотренные нами примеры ортонормированных базисов соответствуют $\varphi^\#$ с бесконечным носителем и, значит, последовательностям h_n с бесконечным числом ненулевых членов. В приложениях КИХ-фильтры более предпочтительны. Возможно ли построить ортонормированные базисы вейвлетов, соответствующие конечным фильтрам? Что для этих фильтров означает соответствие, например, регулярным вейвлетам? Как можно использовать вейвлеты в контексте фильтрации? Все это составляет вопросы, адресованные следующей главе.

Примечания

1. Здесь мною выбран тот же порядок вложения (чем больше отрицательный индекс, тем больше пространство), что и в цепочке пространств Соболева. Такой порядок естественно следует из обозначения неортогональных вейвлетов, введенного Гроссманом и Морле. Однако это не является общепринятым: Мейер в [142] использует обратный порядок, скорее в соответствии с установленной в гармоническом анализе практикой. Бейлкин, Койфман и Рохлин ([24]) считают порядок, представленный здесь, более практичным для приложений в численном анализе.

2. В отличие, например, от Мейера ([142]), здесь мы заранее не накладываем требование регулярности на φ .

3. Уравнение (5.1.33) характеризует *все* возможные $\psi^\#$. Это следует из леммы 8.1.1 главы 8.

4. Если φ имеет компактный носитель, и нам хотелось бы иметь компактный носитель и для ψ , то (5.1.35) — это единственно возможный выбор.

5. Считается, что для непрерывной ψ такого «патологического» примера нет. Еще одно упражнение для читателя!

На последних стадиях подготовки этой книги я узнала, что Лемарье ([126]) доказал, что если функция ψ (непрерывная или нет) имеет ком-

пактный носитель, то она автоматически связана с кратномасштабным анализом. Это решает проблему для одного очень важного специального случая.

6. Заметим, что существует такая $\varphi^\# \in V_0$, что функции $\varphi_{0,k}^\#$ образуют ортонормированный базис для V_0 и $\varphi^\# \in L^1(\mathbb{R})$, в отличие от φ . Достаточно взять $\widehat{\varphi}^\#(\xi) = \lambda(\xi) \widehat{\varphi}(\xi)$, где λ — 2π -периодическая и $\lambda(\xi) = \text{sign}(\xi) \cdot e^{i\xi/2}$ для $|\xi| \leq \pi$. Такая $\widehat{\varphi}^\#$ снова является функцией Шварца. Аналогичный трюк с преобразованием Гильберта можно применить и к другим кратномасштабным анализам, таким, как случай Батла–Лемарье или КМА с ψ , имеющей компактный носитель, из следующей главы.

7. Если мы требуем непрерывности $\widehat{\varphi}$ в $\xi = 0$, то m_0 действительно определяет $\widehat{\varphi}$ единственным образом.

8. Из того, что $\widehat{\varphi}$ непрерывна и $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$, мы имеем $m_0(0) = 1$ и непрерывность m_0 в $\xi = 0$. Следовательно, $m_0^\#$ непрерывна в $\xi = 0$. Поскольку $|m_0^\#(\xi)|^2 + |m_0^\#(\xi + \pi)|^2 = 1$, то $|m_0^\#|$ непрерывна в $\xi = \pi$. Тогда $|\widehat{\psi}(\xi)| = |m_0^\#(\xi/2 + \pi)| |\widehat{\varphi}(\xi/2)|$ непрерывна в $\xi = 0$, поскольку ψ должна быть допустимой. Это влечет $m_0^\#(\pi) = 0$, откуда $m_0(\pi) = 0$. Так получен другой вывод (5.3.20).

9. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО. Докажем, что $\sum c_{2n} = 1 = \sum c_{2n+1} \Leftrightarrow \sum_l \varphi(x - l) = \text{const} \neq 0$, если $|\varphi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}$ и φ непрерывна.
 $\Rightarrow$ Определим $f(x) = \sum_l \varphi(x - l)$. Условия на φ гарантируют, что f корректно определена и непрерывна. Имеем

$$\begin{aligned} f(x) &= \sum_l \sum_n c_n \varphi(2x - 2l - n) = \sum_l \sum_m c_{m-2l} \varphi(2x - m) = \\ &= \sum_m \left(\sum_j c_{m-2j} \right) \varphi(2x - m) = \sum_m \varphi(2x - m) = f(2x). \end{aligned}$$

Тогда f непрерывна, имеет период 1 и

$$f(x) = f(2x) = \dots = f(2^n x) = \dots$$

Следовательно, f — постоянная.

$\Leftarrow$ Равенство $\sum_l \varphi(x - l) = c$ влечет $\widehat{\varphi}(2\pi n) = \delta_{n0}(2\pi)^{-1/2} c$. Но $\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2)$; отсюда

$$0 = \widehat{\varphi}(2\pi(2n+1)) = m_0(\pi(2n+1)) \widehat{\varphi}(\pi(2n+1)) = m_0(\pi) \widehat{\varphi}(\pi(2n+1)).$$

Если $m_0(\pi) \neq 0$, то равенство $\widehat{\varphi}(\pi(2n+1)) = 0$ должно выполняться для всех $n \in \mathbb{Z}$, что противоречит $\sum |\widehat{\varphi}(\pi + 2\pi n)|^2 > 0$. Отсюда $m_0(\pi) = 0$ или $\sum c_{2n} = 1 = \sum c_{2n+1}$. ■

10. Коэффициенты Фурье для $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$ можно легко вычислить следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\xi e^{in\xi} \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 &= \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{in\xi} |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-n)}. \end{aligned}$$

Для B -сплайна φ это легко вычисляется; явная формула приведена Чуи в [30].

11. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО. $f(y) = f(x) + \int_x^y dz f'(z)$

$\Rightarrow$ при $0 \leq y \leq 2\pi$

$$2\pi f(y+2\pi l) = \int_0^{2\pi} dx f(x+2\pi l) + \int_0^y dx \int_x^y dz f'(z+2\pi l) - \int_y^{2\pi} dx \int_y^x dz f'(z+2\pi l)$$

$$\Rightarrow |f(y+2\pi l)| \leq \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi l}^{2\pi(l+1)} dx |f(x)| + \int_{2\pi l}^{2\pi(l+1)} dz |f'(z)|$$

$$\Rightarrow \sum_l |f(y+2\pi l)| \leq (2\pi)^{-1} \int dx |f(x)| + \int dx |f'(x)|. \quad \blacksquare$$

12. Если f задана своими отсчетами, т. е. мы знаем только $f(n)$, то скалярные произведения $\langle f, \varphi_{0,n} \rangle$ можно вычислить с помощью операции свертки (или фильтрации), предполагая вначале, что $f \in V_0$ (компоненты f , ортогональные V_0 , не могут быть восстановлены). Мы имеем $f = \sum_k \langle f, \varphi_{0,k} \rangle \varphi_{0,k}$; отсюда $f(n) = \sum_k \langle f, \varphi_{0,k} \rangle \varphi(n-k)$. Тогда

$$\sum_n f(n) e^{-in\xi} = \left(\sum_k \langle f, \varphi_{0,k} \rangle e^{-ik\xi} \right) \cdot \left(\sum_m \varphi(m) e^{-im\xi} \right),$$

т. е. $\langle f, \varphi_{0,k} \rangle$ являются коэффициентами Фурье $(\sum_n f(n) e^{-in\xi}) \times (\sum_m \varphi(m) e^{-im\xi})^{-1}$. Следовательно, $\langle f, \varphi_{0,k} \rangle = \sum_n a_{k-n} f(n)$, где

$$a_m = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\xi e^{im\xi} \left(\sum_l \varphi(l) e^{-il\xi} \right)^{-1}.$$

13. Для удобства они выбрали $a'(z) = z^{2N-1} a^0(-z^{-1})$, $\tilde{a}^0(z) = z^{2N} a^0(z^{-1})$, $\tilde{a}^1(z) = z a^0(-z)$ вместо (5.6.13), где $N \in \mathbb{Z}$ подобрано так, чтобы все a^j , $\tilde{a}^j$ были полиномами по z (отрицательные степени отсутствуют). Тогда получается $\tilde{c}(z) = z^{2N} c(z)$.

14. Такие рассуждения используются фанам КЗФ типа фильтров Эстебана–Геланда: это не дает точного восстановления с самого начала, но отклонение от точного восстановления можно сделать малым в сравнении с искажениями, наведенными квантованием.

ГЛАВА 6

Ортонормированные базисы вейвлетов с компактным носителем

Как результат ортогонализации (5.3.3), все примеры ортонормированных базисов вейвлетов в предыдущей главе, за исключением базиса Хаара, состояли из функций с бесконечным носителем. Чтобы построить ортонормированные примеры, в которых ψ имеет компактный носитель, стоит начать с функции m_0 (или, что то же, со схемы субполосной фильтрации — см. § 5.6), а не с функции φ или пространств V_j . В § 6.1 мы показываем, как построить такую m_0 , что выполняются (5.1.20) и (5.5.5) для некоторого $N > 0$ (необходимое условие, чтобы иметь определенную регулярность ψ). Однако не каждая такая m_0 связана с ортонормированным базисом вейвлетов, что обсуждается в §§ 6.2 и 6.3. Главные результаты этих двух частей суммированы в теореме 6.3.6 в конце § 6.3. Параграф 6.4 содержит примеры вейвлетов с компактными носителями, порождающих ортонормированные базисы. Полученные таким образом ортонормированные базисы вейвлетов, вообще говоря, нельзя записать в аналитической форме. Их график можно вычислить с произвольной точностью с помощью алгоритма, который я называю «каскадным алгоритмом» (cascade algorithm), который фактически является «уточняющей схемой» (refinement schemes), принятой в компьютерном дизайне. Все это обсуждается в § 6.5.

Большая часть материала восходит к работе Добеши ([53]) 1988 года. С тех пор для большинства результатов были найдены лучшие, более простые или более общие доказательства, и я отдаю предпочтение этому новому видению вещей. Эти различные подходы позаимствованы, в основном, у Малла ([132]), Коэна ([35]), Лоутона ([121], [122]), Мейера ([142]) и Коэна, Добеши, Фово ([41]). Связь с масштабирующим уравнением (refinement equation) обсуждается Кавареттой, Даменом и Мичелли в [29], Дин и Левиным [73], а также в более ранних работах этих авторов (см. § 6.5).

6.1. Построение m_0

В этой главе нас в основном интересует построение вейвлетов ψ с компактными носителями. Самым легким способом обеспечить компактный носитель для вейвлета ψ является выбор масштабирующей функции φ с компактным носителем (в ортогонализированной версии). Тогда из определения h_n

$$h_n = \sqrt{2} \int dx \varphi(x) \overline{\varphi(2x - n)}$$

следует, что лишь конечное число h_n не равняется нулю, так что ψ сводится к конечной линейной комбинации функций с компактными носителями (см. (5.1.34)) и, таким образом, автоматически сама имеет компактный носитель. Выбирая φ и ψ с компактными носителями, получаем то преимущество, что в соответствующей схеме субполосной фильтрации (см. § 5.6) используются только КИХ-фильтры.

Для φ с компактным носителем 2π -периодическая функция m_0

$$m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi}$$

превращается в тригонометрический полином. Как показано в главе 5 (см. (5.1.20)), ортонормированность $\varphi_{0,n}$ влечет выполнение равенства

$$|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1, \quad (6.1.1)$$

«почти всюду» здесь опущено, поскольку m_0 обязательно является непрерывной, значит, (6.1.1) выполняется для всех ξ , если это верно п. в.

Нас также интересует, как сделать ψ и φ достаточно регулярными. В силу следствия 5.5.4 это означает, что m_0 должна быть вида

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^N \mathcal{L}(\xi), \quad (6.1.2)$$

где $N \geq 1$ и $\mathcal{L}$ — тригонометрический полином. Заметим, что даже без ограничений на регулярность нам нужно разложение (6.1.2), где N по крайней мере равно 1.¹ Совмещая (6.1.1) и (6.1.2), получаем, что мы ищем полином по $\cos \xi$

$$M_0(\xi) = |m_0(\xi)|^2, \quad (6.1.3)$$

удовлетворяющий уравнению

$$M_0(\xi) + M_0(\xi + \pi) = 1 \quad (6.1.4)$$

и

$$M_0(\xi) = \left(\cos^2 \frac{\xi}{2} \right)^N L(\xi), \quad (6.1.5)$$

где $L(\xi) = |\mathcal{L}(\xi)|^2$ также полином по $\cos \xi$. Для наших целей удобно переписать $L(\xi)$ в виде полинома по $\sin^2 \xi/2 = (1 - \cos \xi)/2$,

$$M_0(\xi) = \left(\cos^2 \frac{\xi}{2} \right)^N P\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right). \quad (6.1.6)$$

В терминах P уравнение (6.1.4) становится условием

$$(1 - y)^N P(y) + y^N P(1 - y) = 1, \quad (6.1.7)$$

которое должно выполняться для всех $y \in [0, 1]$, а значит, для всех $y \in \mathbb{R}$. Для разрешения (6.1.7) относительно P воспользуемся теоремой Безу.²

Теорема 6.1.1. *Если p_1, p_2 — два полинома степени n_1, n_2 соответственно, без общих нулей, то существуют единственные полиномы q_1, q_2 степени $n_2 - 1, n_1 - 1$, соответственно, такие, что*

$$p_1(x) q_1(x) + p_2(x) q_2(x) = 1. \quad (6.1.8)$$

Доказательство.

1. Сначала докажем существование, а несколько позже и единственность. Мы можем предположить, что $n_1 \geq n_2$ (перенумеровав при необходимости). Так как $\deg(p_2) \leq \deg(p_1)$, мы можем найти такие полиномы $a_2(x), b_2(x)$, что $\deg(a_2) = \deg(p_1) - \deg(p_2)$, $\deg(b_2) < \deg(p_2)$, и

$$p_1(x) = a_2(x) p_2(x) + b_2(x).$$

2. Аналогично мы можем найти такие $a_3(x), b_3(x)$, что $\deg(a_3) = \deg(p_2) - \deg(b_2)$, $\deg(b_3) < \deg(b_2)$, и

$$p_2(x) = a_3(x) b_2(x) + b_3(x).$$

Повторяем эту процедуру, при этом b_{n-1} играет роль p_2 в последнем уравнении, а b_n — роль b_2 ,

$$b_{n-1}(x) = a_{n+1}(x) b_n(x) + b_{n+1}(x).$$

Поскольку $\deg(b_n)$ строго убывает, процесс должен остановиться на некотором шаге, что возможно, лишь если $b_{N+1} = 0$ для некоторого N , где $b_N \neq 0$,

$$b_{N-1}(x) = a_{N+1}(x) b_N(x).$$

3. Поскольку

$$b_{N-2} = a_N b_{N-1} + b_N,$$

то b_N является делителем и для b_{N-2} тоже. По индукции b_N является делителем и для всех предыдущих b_n и p_2 , тогда b_N — делитель для p_1 и p_2 . Поскольку p_1 и p_2 не имеют общих нулей, то b_N — константа, отличная от нуля.

4. Итак, мы получаем

$$\begin{aligned} b_N &= b_{N-2} - a_N b_{N-1} = b_{N-2} - a_N(b_{N-3} - a_{N-1} b_{N-2}) = \\ &= (1 + a_N a_{N-1}) b_{N-2} - a_N b_{N-3} \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

По индукции

$$b_N = \tilde{a}_{N,k} b_{N-k} + \tilde{\tilde{a}}_{N,k} b_{N-k-1},$$

где $\tilde{a}_{N,1} = -a_N$, $\tilde{\tilde{a}}_{N,1} = 1$, $\tilde{a}_{N,k+1} = \tilde{a}_{N,k} - \tilde{a}_{N,k} a_{N-k}$, $\tilde{\tilde{a}}_{N,k+1} = \tilde{\tilde{a}}_{N,k}$. Снова по индукции имеем, что $\deg(\tilde{a}_{N,k}) = \deg(b_{N-k-1}) - \deg(b_{N-1})$, $\deg(\tilde{\tilde{a}}_{N,k}) = \deg(b_{N-k}) - \deg(b_{N-1})$. Для $k = N-1$ находим

$$b_N = \tilde{a}_{N,N-1} p_2 + \tilde{\tilde{a}}_{N,N-1} p_1,$$

где $\deg(\tilde{a}_{N,N-1}) = \deg(p_1) - \deg(b_{N-1}) < \deg(p_1)$, $\deg(\tilde{\tilde{a}}_{N,N-1}) = \deg(p_2) - \deg(b_{N-1}) < \deg(p_2)$. (Мы использовали то, что $\deg(b_{N-1}) \geq 1$; если бы $\deg(b_{N-1})$ равнялась 0, то b_N равнялось бы 0.) Следовательно, $q_1 = \tilde{\tilde{a}}_{N,N-1}/b_N$, $q_2 = \tilde{a}_{N,N-1}/b_N$ — решения (6.1.8), удовлетворяющие требуемым ограничениям на степени.

5. Осталось установить единственность. Допустим, что q_1 , q_2 и $\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$ — две пары решений (6.1.8), для обеих выполнены ограничения на степень. Тогда

$$p_1(q_1 - \tilde{q}_1) + p_2(q_2 - \tilde{q}_2) = 0.$$

Поскольку p_1, p_2 не имеют общих нулей, каждый ноль p_2 является нулем $q_1 - \tilde{q}_1$ кратности, по крайней мере, не меньшей. Неравенство $q_1 \neq \tilde{q}_1$ означает, что $\deg(q_1 - \tilde{q}_1) \geq \deg(p_2)$, а это невозможно, поскольку $\deg(q_1), \deg(\tilde{q}_1) < \deg(p_2)$. Отсюда $q_1 = \tilde{q}_1$. Из этого немедленно следует, что $q_2 = \tilde{q}_2$. ■

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Для дальнейшего удобства (глава 8) мы сформулировали теорему Безу в более общем виде, чем это необходимо в данной главе. На самом деле ее утверждение выполняется даже при более общих условиях: для p_1 и p_2 , имеющих общие нули, (6.1.8) по-прежнему разрешимо, если его правая часть делится на наибольший общий делитель (н.о.д.) p_1, p_2 . Доказательство остается таким же, теперь лишь b_N является н.о.д. p_1, p_2 , а не константой. Доказательство представляет нечто иное, как построение н.о.д. по алгоритму Евклида. Он работает и во многих других областях, помимо полиномов.

2. Из конструкции p_1, p_2 ясно, что если p_1 и p_2 имеют лишь рациональные коэффициенты, такими же будут и коэффициенты q_1 и q_2 . Это используется в главе 8. □

Теперь применим этот результат к имеющейся проблеме, т.е. к уравнению (6.1.7). В силу теоремы 6.1.1 существуют единственные полиномы q_1, q_2 степени $\leq N - 1$ такие, что

$$(1 - y)^N q_1(y) + y^N q_2(y) = 1. \quad (6.1.9)$$

Подставляя $1 - y$ вместо y в (6.1.9), приходим к соотношению

$$(1 - y)^N q_2(1 - y) + y^N q_1(1 - y) = 1;$$

при этом единственность q_1, q_2 дает $q_2(y) = q_1(1 - y)$. Следовательно, $P(y) = q_1(y)$ — решение (6.1.7). В этом случае мы можем найти q_1 в явном виде, даже не используя алгоритм Евклида:

$$q_1(y) = (1 - y)^{-N} [1 - y^N q_1(1 - y)] = \sum_{k=0}^{N-1} \binom{N+k-1}{k} y^k + O(y^N),$$

где мы выписали в явном виде первые N членов разложения Тейлора для $(1 - y)^{-N}$. Так как $\deg(q_1) \leq N - 1$, q_1 совпадает со своим разложением Тейлора, оборванным после N -го члена, или

$$q_1(y) = \sum_{k=0}^{N-1} \binom{N+k-1}{k} y^k.$$

Этим дается явное решение (6.1.7). (К счастью, при $y \in [0, 1]$ оно положительное, а значит, является хорошим кандидатом на роль $|\mathcal{L}(\xi)|^2$.) Это единственное решение, имеющее самую низкую степень, мы обозначим через P_N .³ Однако существует много решений более высоких степеней. Для каждого такого решения мы имеем

$$(1 - y)^N [P(y) - P_N(y)] + y^N [P(1 - y) - P_N(1 - y)] = 0.$$

Отсюда получаем, что $P - P_N$ делится на y^N ,

$$P(y) - P_N(y) = y^N \tilde{P}(y).$$

Более того,

$$\tilde{P}(y) + \tilde{P}(1 - y) = 0,$$

т.е. $\tilde{P}$ — антисимметричен по отношению к $\frac{1}{2}$. Все наши открытия соберем в

Предложение 6.1.2. *Тригонометрический полином m_0 вида*

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^N \mathcal{L}(\xi) \quad (6.1.10)$$

удовлетворяет (6.1.1) тогда и только тогда, когда $L(\xi) = |\mathcal{L}(\xi)|^2$ может быть записан в форме

$$L(\xi) = P(\sin^2 \xi/2),$$

где

$$P(y) = P_N(y) + y^N R\left(\frac{1}{2} - y\right), \quad (6.1.11)$$

а

$$P_N(y) = \sum_{k=0}^{N-1} \binom{N-1+k}{k} y^k, \quad (6.1.12)$$

R — нечетный полином, выбранный так, чтобы $P(y) \geq 0$ для $y \in [0, 1]$.

Это предложение полностью характеризует $|m_0(\xi)|^2$. Для наших целей нам необходима все-таки m_0 , а не $|m_0|^2$. Как же мы «извлечем квадратный корень» из L ? Здесь нам на помощь приходит лемма Рисса (см. Пойа, Сеге [155]).

Лемма 6.1.3. Пусть A будет положительным тригонометрическим полиномом, инвариантным под действием подстановки $\xi \mapsto -\xi$, т. е. A обязательно имеет вид

$$A(\xi) = \sum_{m=0}^M a_m \cos m\xi, \quad \text{где } a_m \in \mathbb{R}.$$

Тогда существует тригонометрический полином B степени M , т. е.

$$B(\xi) = \sum_{m=0}^M b_m e^{im\xi}, \quad \text{где } b_m \in \mathbb{R},$$

такой, что $|B(\xi)|^2 = A(\xi)$.

Доказательство.

1. Мы можем записать $A(\xi) = p_A(\cos \xi)$, где p_A — полином степени M с вещественными коэффициентами. Этот полином можно разложить на множители

$$p_A(c) = \alpha \prod_{j=1}^M (c - c_j),$$

где c_j , нули p_A , появляются либо комплексными парами $c_j, \bar{c}_j$, либо поодиночке в вещественном виде. Мы также можем написать

$$A(\xi) = e^{+iM\xi} P_A(e^{-i\xi}),$$

где P_A — полином степени $2M$. Для $|z| = 1$ мы имеем

$$P_A(z) = z^M \alpha \prod_{j=1}^M \left(\frac{z + z^{-1}}{2} - c_j \right) = \alpha \prod_{j=1}^M \left(\frac{1}{2} - c_j z + \frac{1}{2} z^2 \right); \quad (6.1.13)$$

таким образом, полиномы в левой и правой части совпадают на всей плоскости $\mathbb{C}$.

2. Если c_j — вещественный, то корнями $\frac{1}{2} - c_j z + \frac{1}{2} z^2$ являются $c_j \pm \sqrt{c_j^2 - 1}$. При $|c_j| \geq 1$ это два вещественных нуля (вырождающихся, если $c_j = \pm 1$) вида r_j, r_j^{-1} . При $|c_j| < 1$ два корня являются комплексно сопряженными, равными 1 по абсолютной величине,

т.е. вида $e^{i\alpha_j}$, $e^{-i\alpha_j}$. Поскольку $|c_j| < 1$, такие нули соответствуют «физическим» нулям A (т.е. значениям ξ , для которых $A(\xi) = 0$). Чтобы не прийти к противоречию с $A \geq 0$, эти нули должны иметь четную кратность.

3. Если c_j — не вещественный корень, то мы рассматриваем его вместе с $c_k = \bar{c}_j$. Полином $\left(\frac{1}{2} - c_j z + \frac{1}{2} z^2\right) \left(\frac{1}{2} - \bar{c}_j z + \frac{1}{2} z^2\right)$ имеет четыре нуля $c_j \pm \sqrt{c_j^2 - 1}$ и $\bar{c}_j \pm \sqrt{\bar{c}_j^2 - 1}$. Легко проверяется, что все четыре нуля различны и образуют четверку $z_j, z_j^{-1}, \bar{z}_j, \bar{z}_j^{-1}$.

4. Таким образом, мы имеем

$$P_A(z) = \frac{1}{2} a_M \left[\prod_{j=1}^J (z - z_j)(z - \bar{z}_j)(z - z_j^{-1})(z - \bar{z}_j^{-1}) \right] \times \\ \times \left[\prod_{k=1}^K (z - e^{i\alpha_k})^2 (z - e^{-i\alpha_k})^2 \right] \left[\prod_{l=1}^L (z - r_l)(z - r_l^{-1}) \right],$$

где перегруппированы три различных вида нулей.

5. Для $z = e^{-i\xi}$ на единичном круге мы имеем

$$|(e^{-i\xi} - z_0)(e^{-i\xi} - \bar{z}_0^{-1})| = |z_0|^{-1} |e^{-i\xi} - z_0|^2.$$

Следовательно,

$$A(\xi) = |A(\xi)| = |P_A(e^{-i\xi})| = \\ = \left[\frac{1}{2} |a_M| \prod_{j=1}^J |z_j|^{-2} \prod_{k=1}^K |r_k|^{-1} \right] \left| \prod_{j=1}^J (e^{-i\xi} - z_j)(e^{-i\xi} - \bar{z}_j) \right|^2 \times \\ \times \left| \prod_{k=1}^K (e^{-i\xi} - e^{i\alpha_k})(e^{-i\xi} - e^{-i\alpha_k}) \right|^2 \left| \prod_{l=1}^L (e^{-i\xi} - r_l) \right|^2 = |B(\xi)|^2,$$

где

$$B(\xi) = \left[\frac{1}{2} |a_M| \prod_{j=1}^J |z_j|^{-2} \prod_{k=1}^K |r_k|^{-1} \right]^{1/2} \prod_{j=1}^J (e^{-2i\xi} - 2e^{-i\xi} \operatorname{Re} z_j + |z_j|^2) \times \\ \times \prod_{k=1}^K (e^{-2i\xi} - 2e^{-i\xi} \cos \alpha_k + 1) \prod_{l=1}^L (e^{-i\xi} - r_l)$$

очевидно является тригонометрическим полиномом степени M с вещественными коэффициентами. ■

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Это доказательство является конструктивным. В нем используется разложение полинома степени M на множители, что, однако, должно делаться численным образом и может привести к проблемам, если M велико и некоторые из нулей близки друг другу. Заметим, что в отличие от других процедур, в которых на множители раскладывается непосредственно P_A , полином степени $2M$, в этом доказательстве нам нужно раскладывать на множители полином всего лишь степени M .

2. В технической литературе эта процедура «извлечения квадратного корня» также называется *спектральной факторизацией*.

3. Полином B — не единственный! Например, для нечетного M полином P_A может иметь $\frac{M-1}{2}$ четверок комплексных нулей и одну пару вещественных нулей. В каждой четверке мы можем выбирать, оставить ли в B пару $z_j, \bar{z}_j$, или же $z_j^{-1}, \bar{z}_j^{-1}$. В каждой паре мы можем выбрать либо r_l , либо r_l^{-1} . Так получаем уже $2^{(M+1)/2}$ различных вариантов для B . Кроме того, мы всегда можем умножить B на $e^{in\xi}$, n — произвольное из $\mathbb{Z}$. □

Предложение 6.1.2 и лемма 6.1.3 говорят о том, как построить все возможные полиномы m_0 , удовлетворяющие (6.1.1) и (6.1.2). До сих пор, однако, не ясно, приводит ли какой-нибудь из таких полиномов m_0 к ортонормированному базису вейвлетов. На самом деле некоторые из них не обладают этим свойством. Это будет обсуждаться в двух следующих параграфах. Те читатели, которые хотели бы пропустить технические детали, могут найти главные результаты, сведенные в теорему 6.3.6 в конце § 6.3.

6.2. Связь с ортонормированными базисами вейвлетов

Мы начнем с вывода формулы для кандидата на роль масштабирующей функции φ . Как только это будет сделано, мы проверим, когда этот кандидат на самом деле определяет кратномасштабный анализ.

Если тригонометрический полином m_0 связан с кратномасштабным анализом, как это описано в § 5.1, а соответствующая масштабирующая функция φ принадлежит $L^1(\mathbb{R})$, то для всех ξ

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2). \quad (6.2.1)$$

(См. (5.1.17). Непрерывность $\widehat{\varphi}$ и m_0 позволяет нам опустить «п.в.».) Более того, из замечания 3, следующего после предложения 5.3.2, мы знаем, что обязательно выполняется $\widehat{\varphi}(0) \neq 0$, откуда $m_0(0) = 1$. В силу (6.1.1) это в свою очередь влечет $m_0(\pi) = 0$. Следовательно, для всех $k \in \mathbb{Z}$, $k \neq 0$,

$$\begin{aligned}\widehat{\varphi}(2k\pi) &= \widehat{\varphi}(2^l 2^l (2m+1)\pi) \quad (\text{для некоторых } l \geq 0, m \in \mathbb{Z}) \\ &= \left[\prod_{j=1}^l m_0(2^{l+1-j}(2m+1)\pi) \right] m_0((2m+1)\pi) \widehat{\varphi}((2m+1)\pi) = \\ &= m_0(\pi) \widehat{\varphi}((2m+1)\pi) = 0.\end{aligned}$$

Поскольку $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$ (см. (5.1.19)), это фиксирует нормировку φ : $|\widehat{\varphi}(0)| = (2\pi)^{-1/2}$ или $|\int dx \varphi(x)| = 1$. Удобно так выбрать фазу φ , чтобы $\int dx \varphi(x) = 1$. Принимая все это во внимание, из (6.2.1) получаем, что

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi). \quad (6.2.2)$$

Такое бесконечное произведение имеет смысл: так как $\sum_n |h_n| |n| < \infty$, $m_0(0) = 1$, $m_0(\xi) = 2^{-1/2} \sum_n h_n e^{-in\xi}$ удовлетворяет неравенству

$$|m_0(\xi)| \leq 1 + |m_0(\xi) - 1| \leq 1 + \sqrt{2} \sum_n |h_n| |\sin n\xi/2| \leq 1 + C|\xi| \leq e^{C|\xi|},$$

откуда

$$\prod_{j=1}^{\infty} |m_0(2^{-j}\xi)| \leq \exp\left(\sum_{j=1}^{\infty} C|2^{-j}\xi|\right) \leq e^{C|\xi|}.$$

Тогда бесконечное произведение в правой части (6.2.2) сходится абсолютно и равномерно на компактных множествах.⁴

Все это применяется в общем случае как только $\varphi \in L^1$, а h_n имеет достаточное убывание. В рассматриваемом случае m_0 — тригонометрический полином (лишь конечное число h_n отлично от нуля), и мы ищем φ с компактным носителем. Вместе с очевидным ограничением $\varphi \in L^2$, компактность носителя для φ означает, что $\varphi \in L^1$, значит, вышеприведенные рассуждения применимы. Тогда (6.2.2) —

единственно возможный кандидат (с точностью до постоянного фазового множителя) на роль масштабирующей функции, соответствующий тригонометрическому полиному m_0 , построенному в § 6.1. Теперь нам надо проверить, что φ удовлетворяет некоторым основным требованиям на масштабирующую функцию. Прежде всего, φ интегрируема с квадратом:

Лемма 6.2.1 (Малла [132]). *Если 2π -периодическая функция m_0 удовлетворяет (6.1.1), а произведение $(2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi)$ сходится п. в., то его предел $\widehat{\varphi}(\xi)$ принадлежит $L^2(\mathbb{R})$, и $\|\varphi\|_{L^2} \leq 1$.*

Доказательство.

1. Определим $f_k(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left[\prod_{j=1}^k m_0(2^{-j}\xi) \right] \chi_{[-\pi, \pi]}(2^{-k}\xi)$, где $\chi_{[-\pi, \pi]}(\zeta) = 1$, если $|\zeta| \leq \pi$, 0 в противном случае. Тогда $f_k \rightarrow \widehat{\varphi}$ поточечно п. в.

2. Более того,

$$\begin{aligned} \int d\xi |f_k(\xi)|^2 &= (2\pi)^{-1} \int_{-2^k\pi}^{2^k\pi} d\xi \prod_{j=1}^k |m_0(2^{-j}\xi)|^2 = \\ &= (2\pi)^{-1} \int_0^{2^{k+1}\pi} d\xi \prod_{j=1}^k |m_0(2^{-j}\xi)|^2 \quad (\text{в силу } 2\pi\text{-периодичности } m_0) \\ &= (2\pi)^{-1} \int_0^{2^k\pi} d\xi \left[\prod_{j=1}^{k-1} |m_0(2^{-j}\xi)|^2 \right] [|m_0(2^{-k}\xi)|^2 + |m_0(2^{-k}\xi + \pi)|^2] = \\ &= (2\pi)^{-1} \int_0^{2^k\pi} d\xi \prod_{j=1}^{k-1} |m_0(2^{-j}\xi)|^2 \quad (\text{в силу (6.1.1)}) = \|f_{k-1}\|^2. \end{aligned}$$

3. Следовательно, для всех k

$$\|f_k\|^2 = \|f_{k-1}\|^2 = \dots = \|f_0\|^2 = 1.$$

Поэтому, по лемме Фату,

$$\int d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 \leq \limsup_{k \rightarrow \infty} \int d\xi |f_k(\xi)|^2 \leq 1. \quad \blacksquare$$

Далее, поскольку m_0 — тригонометрический полином, следующая лемма, позаимствованная из работы Делорье и Дюбука [67], доказывает, что φ имеет компактный носитель.

Лемма 6.2.2. Если $\Gamma(\xi) = \sum_{n=N_1}^{N_2} \gamma_n e^{-in\xi}$, где $\sum_{n=N_1}^{N_2} \gamma_n = 1$, то $\prod_{j=1}^{\infty} \Gamma(2^{-j}\xi)$ — это целая функция экспоненциального типа. В частности, она является преобразованием Фурье распределения с носителем, принадлежащим $[N_1, N_2]$.

Доказательство.

По теореме Пэли–Винера для распределений достаточно доказать, что $\prod_{j=1}^{\infty} \Gamma(2^{-j}\xi)$ является целой функцией экспоненциального типа, удовлетворяющей оценкам

$$\left| \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma(2^{-j}\xi) \right| \leq C_1 (1 + |\xi|)^{M_1} \exp(N_1 |\operatorname{Im} \xi|) \quad \text{для } \operatorname{Im} \xi \geq 0,$$

$$\left| \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma(2^{-j}\xi) \right| \leq C_2 (1 + |\xi|)^{M_2} \exp(N_2 |\operatorname{Im} \xi|) \quad \text{для } \operatorname{Im} \xi \leq 0$$

с некоторыми C_1, C_2, M_1, M_2 . Мы докажем лишь первую оценку, вторая оценка полностью ей аналогична. Определим

$$\Gamma_1(\xi) = e^{iN_1\xi} \Gamma(\xi) = \sum_{n=0}^{N_2-N_1} \gamma_{n+N_1} e^{-in\xi}.$$

Тогда

$$\prod_{j=1}^{\infty} \Gamma(2^{-j}\xi) = e^{-iN_1\xi} \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma_1(2^{-j}\xi),$$

и нам нужно доказать лишь полиномиальную оценку для $\prod_{j=1}^{\infty} \Gamma_1(2^{-j}\xi)$ при $\operatorname{Im} \xi \geq 0$. При $\operatorname{Im} \zeta \geq 0$ мы имеем

$$\begin{aligned} |\Gamma_1(\zeta) - 1| &\leq \sum_{n=0}^{N_2-N_1} |\gamma_{n+N_1}| |e^{-in\zeta} - 1| \leq \\ &\leq 2 \sum_{n=0}^{N_2-N_1} |\gamma_{n+N_1}| \min(1, n|\zeta|) \leq C \min(1, |\zeta|). \end{aligned}$$

Выберем произвольное ξ , $\operatorname{Im} \xi \geq 0$. Если $|\xi| \leq 1$, то

$$\left| \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma_1(2^{-j}\xi) \right| \leq \prod_{j=1}^{\infty} [1 + C 2^{-j}] \leq \prod_{j=1}^{\infty} \exp(2^{-j}C) \leq e^C. \quad (6.2.3)$$

Если $|\xi| \geq 1$, то существует такое $j_0 \geq 0$, что $2^{j_0} \leq |\xi| < 2^{j_0+1}$ и

$$\begin{aligned} \left| \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma_1(2^{-j}\xi) \right| &\leq \prod_{j=1}^{j_0+1} (1+C) \left| \prod_{j=1}^{\infty} \Gamma_1(2^{-j} 2^{-j_0-1}\xi) \right| \leq (1+C)^{j_0+1} e^C \leq \\ &\leq e^C (1+C) \exp[\ln(1+C) \ln |\xi| / \ln 2] \leq (1+C) e^C |\xi|^{\ln(1+C)/\ln 2}. \end{aligned} \quad (6.2.4)$$

Комбинируя (6.2.3) для $|\xi| \leq 1$ и (6.2.4) для $|\xi| \geq 1$, устанавливаем необходимую полиномиальную оценку. ■

Продолжим далее. Всего этого недостаточно, тем не менее, чтобы определить настоящую масштабирующую функцию. Контрпримером является

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right) (1 - e^{-i\xi} + e^{-2i\xi}) = \frac{1 + e^{-3i\xi}}{2} = e^{-3i\xi/2} \cos \frac{3\xi}{2}.$$

Эта функция удовлетворяет (6.1.1), причем $m_0(0) = 1$. Подставляя ее в (6.2.2), приходим к⁵

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} e^{-3i\xi/2} \frac{\sin 3\xi/2}{3\xi/2}$$

или

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{1}{3}, & 0 \leq x \leq 3, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Такая масштабирующая функция не «хороша»: функции $\varphi_{0,n}(x) = \varphi(x-n)$ не являются ортонормированными, хотя m_0 удовлетворяет (6.1.1). Можно взглянуть на это по-другому, заметив, что (5.1.19) не выполняется:

$$\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1} \left[\frac{1}{3} + \frac{4}{9} \cos \xi + \frac{2}{9} \cos 2\xi \right].$$

Это означает, что $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = 0$ для $\xi = \frac{2\pi}{3}$, и тогда не выполняется даже (5.3.2): $\varphi_{0,n}$ не являются даже базисом Рисса для натянутого на них пространства.⁶

Чтобы избежать неудач подобного сорта, мы должны наложить дополнительные условия на m_0 , гарантирующие, что φ порождает истинный кратномасштабный анализ. Эти условия дают

$$\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1} \quad (6.2.5)$$

для всех ξ . Как только выполняется (6.2.5), работает и все прочее: пространства $V_j = \overline{\text{Span}\{\varphi_{j,n}; n \in \mathbb{Z}\}}$ образуют кратномасштабный анализ (см. § 5.3.2), в каждом V_j функции $(\varphi_{j,n})_{n \in \mathbb{Z}}$ образуют ортонормированный базис. Определим ψ с помощью

$$\psi(x) = \sqrt{2} \sum_n (-1)^n \overline{h_{-n+1}} \varphi(2x - n), \quad (6.2.6)$$

которая автоматически имеет компактный носитель, поскольку его имеет φ и лишь конечное число h_n отлично от нуля. Тогда семейство $(\psi_{j,k})_{j,k \in \mathbb{Z}}$ образует ортонормированный базис для $L^2(\mathbb{R})$ из вейвлетов с конечными носителями.

Прежде чем приступить к условиям на m_0 , которые гарантируют выполнение (6.2.5), сделаем интересное замечание. Даже если условие (6.2.5) не выполнено, функция ψ , определенная с помощью (6.2.6), все же порождает жесткий фрейм, что доказано Лоутоном в [121].

Предложение 6.2.3. Пусть m_0 — тригонометрический полином, удовлетворяющий (6.1.1) и $m_0(0) = 1$. Пусть также φ, ψ являются функциями из L^2 с компактными носителями, определенными с помощью (6.2.2), (6.2.6). Как обычно, определим $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$. Тогда для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$

$$\sum_{j,k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 = \|f\|^2,$$

т. е. $(\psi_{j,k}; j, k \in \mathbb{Z})$ образуют жесткий фрейм для $L^2(\mathbb{R})$.

Доказательство.

1. Во-первых, напомним, что (6.1.1) можно переписать так:

$$\sum_m h_m \overline{h_{m+2k}} = \delta_{k,0} \quad (6.2.7)$$

(см. (5.1.39)).

2. Выберем из C^∞ функцию f с компактным носителем. Тогда $\sum_k |\langle f, \varphi_{j,k} \rangle|^2$ сходится для всех j :

$$\begin{aligned} \sum_k |\langle f, \varphi_{j,k} \rangle|^2 &\leq 2^{-j} \sum_k \left[\int dx |f(x)| |\varphi(2^{-j}x - k)| \right]^2 \leq \\ &\leq \|f\|_\infty^2 |\operatorname{supp}(f)| 2^{-j} \sum_k \int_{x \in \operatorname{supp}(f)} dx |\varphi(2^{-j}x - k)|^2 \leq \\ &\leq \|f\|_\infty^2 |\operatorname{supp}(f)| \sum_k \int_{y \in 2^{-j} \operatorname{supp}(f)} dy |\varphi(y - k)|^2. \quad (6.2.8) \end{aligned}$$

Выберем K так, чтобы пересечение $2^{-j} \operatorname{supp}(f) \cap [2^{-j} \operatorname{supp}(f) + k]$ было пустым, если $k \geq K$. Тогда

$$\begin{aligned} \sum_k \int_{y \in 2^{-j} \operatorname{supp}(f)} dy |\varphi(y - k)|^2 &= \\ = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \sum_{l=0}^{K-1} \int_{y \in 2^{-j} \operatorname{supp}(f)} dy |\varphi(y - mK - l)|^2 &\leq \sum_{l=0}^{K-1} \int dy |\varphi(y - l)|^2 \\ &\quad (\text{потому что для любого } l \text{ множества} \\ &\quad (2^{-j} \operatorname{supp}(f) + l + mK)_{m \in \mathbb{Z}} \text{ не перекрываются}) \\ &\leq K \|\varphi\|^2. \end{aligned}$$

Аналогично, ряд $\sum_k |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2$ сходится для всех j .

3. Поскольку $\varphi = \sum_n h_n \varphi_{-1,n}$, $\psi = \sum_n (-1)^n \overline{h_{-n+1}} \varphi_{-1,n}$, мы имеем

$$\begin{aligned} \sum_k [|\langle f, \varphi_{0,k} \rangle|^2 + |\langle f, \psi_{0,k} \rangle|^2] &= \\ = \sum_k \sum_{m,n} [h_{n-2k} \overline{h_{m-2k}} + (-1)^{n+m} \overline{h_{-n+1+2k}} h_{-m+1+2k}] \times \\ &\quad \times \langle f, \varphi_{-1,n} \rangle \langle \varphi_{-1,m}, f \rangle. \quad (6.2.9) \end{aligned}$$

Легко проверить, что правая часть (6.2.9) абсолютно суммируема (используем, что лишь конечное число h_n не равняется нулю), тогда мы можем поменять порядок суммирования.

4. Если n, m — четные, $n = 2r, m = 2s$, мы имеем

$$\begin{aligned}
 \sum_k [h_{2r-2k} \overline{h_{2s-2k}} + \overline{h_{-2r+2k+1}} h_{-2s+2k+1}] &= \\
 &= \sum_k h_{2r-2k} \overline{h_{2s-2k}} + \sum_l \overline{h_{2s-2l+1}} h_{2r-2l+1} = \\
 &\quad (\text{подставляем } k = s + r - l) \\
 &= \sum_p h_{2r-p} \overline{h_{2s-p}} = \delta_{r,s} = \delta_{n,m} \quad (\text{в силу (6.2.7)}).
 \end{aligned}$$

Аналогично, если n, m — нечетные, $n = 2r + 1, m = 2s + 1$, тогда

$$\sum_k [h_{2r+1-2k} \overline{h_{2s+1-2k}} + \overline{h_{-2r+2k}} h_{-2s+2k}] = \delta_{r,s} = \delta_{n,m}.$$

5. Если $n = 2r$ и $m = 2s + 1$, то

$$\begin{aligned}
 \sum_k [h_{2r-2k} \overline{h_{2s+1-2k}} + \overline{h_{-2r+2k+1}} h_{-2s+2k}] &= \\
 &= \sum_k h_{2r-2k} \overline{h_{2s+1-2k}} - \sum_l \overline{h_{2s+1-2l}} h_{2r-2l} = \\
 &\quad (\text{подставляем } k = s + r - l) = 0 = \delta_{n,m}.
 \end{aligned}$$

6. Отсюда получаем

$$\sum_k [h_{n-2k} \overline{h_{m-2k}} + (-1)^{n+m} \overline{h_{-n+1+2k}} h_{-m+1+2k}] = \delta_{m,n}$$

для всех m, n . Следовательно,

$$\sum_k [|\langle f, \varphi_{0,k} \rangle|^2 + |\langle f, \psi_{0,k} \rangle|^2] = \sum_m |\langle f, \varphi_{-1,m} \rangle|^2.$$

Продолжая, имеем

$$\sum_{j=-J+1}^J \sum_{k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 = \sum_k |\langle f, \varphi_{-J,k} \rangle|^2 - \sum_k |\langle f, \varphi_{J,k} \rangle|^2. \quad (6.2.10)$$

7. Оценки, сходные с оценками из пунктов 3 и 4 доказательства предложения 5.3.1, показывают, что для выбранной непрерывной f

с компактным носителем верна оценка $\sum_k |\langle f, \varphi_{J,k} \rangle|^2 \leq \varepsilon$, где ε — произвольно малое, если J достаточно велико (J зависит от f и ε). Аналогично, оценка из пункта 3 доказательства предложения 5.3.2 приводит к

$$\sum_k |\langle f, \varphi_{-J,k} \rangle|^2 = 2\pi \int d\xi |\widehat{\varphi}(2^{-J}\xi)|^2 |\widehat{f}(\xi)|^2 + R, \quad (6.2.11)$$

где $|R| \leq \varepsilon$, если J достаточно велико. Поскольку $\widehat{\varphi}$ непрерывна в $\xi = 0$ и $\widehat{\varphi}(0) = (2\pi)^{-1/2}$, первое слагаемое в правой части (6.2.11) сходится к $\int d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2$ при $J \rightarrow \infty$ (по теореме об интегрируемости предела: $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq (2\pi)^{-1/2}$ для всех ξ , поскольку $|m_0| \leq 1$ в силу (6.1.1)). Сочетая все это с (6.2.10), мы имеем

$$\sum_{j,k \in \mathbb{Z}} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 = \|f\|^2$$

для всех функций f из C^∞ , имеющих компактный носитель. Поскольку они образуют плотное множество в L^2 , результат переносится на все $L^2(\mathbb{R})$ обычными рассуждениями о плотных множествах. ■

Не накладывая каких-либо дополнительных условий на m_0 , мы уже имеем жесткий фрейм с постоянной, равной единице. Согласно предложению 3.2.1, этот фрейм является ортонормированным базисом тогда и только тогда, когда $\|\psi\| = 1$ (используем, что $\|\psi_{j,k}\| = \|\psi\|$ для всех $j, k \in \mathbb{Z}$), или, что эквивалентно, если $\int dx \psi(x) \overline{\psi(x-k)} = \delta_{k,0}$ для всех $k \in \mathbb{Z}$.⁷ В свою очередь это условие эквивалентно $\sum_l |\widehat{\psi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$. Используя $|\widehat{\psi}(\xi)| = |m_0(\xi/2 + \pi)| |\widehat{\varphi}(\xi/2)|$ (следствие (6.2.6)), его можно переписать в виде:

$$|m_0(\xi/2 + \pi)|^2 \alpha(\xi/2) + |m_0(\xi/2)|^2 \alpha(\xi/2 + \pi) = 1, \quad (6.2.12)$$

где $\alpha(\zeta) = 2\pi \sum_l |\widehat{\varphi}(\zeta + 2\pi l)|^2$. Это эквивалентно

$$|m_0(\zeta)|^2 [\alpha(\zeta + \pi) - 1] + |m_0(\zeta + \pi)|^2 [\alpha(\zeta) - 1] = 0. \quad (6.2.13)$$

Мы имеем $m_0(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=N_1}^{N_2} h_n e^{-in\zeta}$, где $h_{N_1} \neq 0 \neq h_{N_2}$, тогда $|m_0(\zeta)|^2$ является полиномом по $\cos \zeta$ степени $N_2 - N_1$. С другой стороны,

$\alpha(\zeta) = \sum_l \alpha_l e^{-il\zeta}$, где $\alpha_l = (2\pi)^{-1} \int d\xi e^{il\xi} |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 = (2\pi)^{-1} \int dx \varphi(x) \times \overline{\varphi(x-l)} = 0$, если $l \geq N_2 - N_1$, поскольку $\text{supp } \varphi \subset [N_1, N_2]$. Следовательно, $\alpha(\zeta) - 1$ является полиномом по $\cos \zeta$ степени $N_2 - N_1 - 1$. Однако в силу (6.2.13) $\alpha(\zeta) - 1$ становится нулем, как только $|m_0(\zeta)|^2$ превращается в нуль ($|m_0(\zeta)|^2$ и $|m_0(\zeta + \pi)|^2$ не имеют общих нулей), тогда этот полином имеет по крайней мере $(N_2 - N_1)$ нулей (с учетом кратности). Так как степень его равна $N_2 - N_1 - 1$, он должен тождественно равняться нулю, т.е. $\alpha(\zeta) \equiv 1$ или $\sum_l |\widehat{\varphi}(\zeta + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$.

Это является другим методом получения того, что условие (6.2.5) необходимо и достаточно, чтобы $\psi_{j,k}$ образовывали ортонормированный базис.

В неортонормированном примере, который мы рассмотрели выше, $m_0(\xi) = \frac{1}{2}(1 + e^{-3i\xi})$, и (6.2.6) для ψ приводит к функции

$$\psi(x) = \begin{cases} \frac{1}{3}, & 0 \leq x < \frac{3}{2}, \\ -\frac{1}{3}, & \frac{3}{2} \leq x < 3, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

В этом случае ψ на самом деле не нормирована, $\|\psi\| = 3^{-1/2}$. Если мы определим $\widetilde{\psi} = \|\psi\|^{-1}\psi$, то функции $\widetilde{\psi}_{j,k}$ становятся нормированными и образуют жесткий фрейм с константой 3: «избыточность» этого каркаса равняется 3. Это перестает удивлять, как только мы поймем, что семейство $(\widetilde{\psi}_{j,k})_{j,k \in \mathbb{Z}}$ можно рассматривать как объединение трех сдвинутых копий «вытянутого» базиса Хаара:

$$\begin{aligned} \widetilde{\psi}_{j,3k} &= D_3 \psi_{j,k}^{\text{Хаар}}, \\ (\widetilde{\psi}_{j,3k+1})(x) &= (D_3 \psi_{j,k}^{\text{Хаар}})(x - 1/3), \\ (\widetilde{\psi}_{j,3k+2})(x) &= (D_3 \psi_{j,k}^{\text{Хаар}})(x - 2/3), \end{aligned}$$

где $(D_3 f)(x) = 3^{1/2} f(3x)$.

Вернемся, однако, к условию (6.2.5),

$$\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$$

или его эквиваленту

$$\int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-n)} = \delta_{n,0}. \quad (6.2.14)$$

Было разработано несколько стратегий, относящихся к условиям на m_0 , которые обеспечивают выполнение (6.2.5) или (6.2.14). В большинстве из этих стратегий доказывается, что усеченные функции f_k , введенные в доказательстве леммы 6.2.1 (или некоторые другие усеченные семейства) сходятся к $\widehat{\varphi}$ не только поточечно, но также и в $L^2(\mathbb{R})$. Поскольку нетрудно показать, что для каждого фиксированного k функции $\{f_k(\cdot - n); n \in \mathbb{Z}\}$ являются ортонормированными, такая L^2 -сходимость автоматически влечет (6.2.14). Условиями на m_0 , достаточными для обеспечения такой L^2 -сходимости, являются, например,

$$\bullet \quad \inf_{|\xi| \leq \pi/2} |m_0(\xi)| > 0 \quad (\text{Малла [132]}) \quad (6.2.15)$$

или

$$\bullet \quad m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{i\xi}}{2} \right)^N \mathcal{L}(\xi),$$

где

$$\sup_{\xi} |\mathcal{L}(\xi)| \leq 2^{N-1/2} \quad (\text{Добеши [53]}). \quad (6.2.16)$$

Ни одно из этих условий не является необходимым, однако оба охватывают много интересных примеров. Лучшие, чем (6.2.16), оценки $|\mathcal{L}|$ приводят к регулярности для φ и ψ . К этому мы вернемся в главе 7. Позже были найдены необходимые и достаточные условия на m_0 . Подробно мы обсудим это в следующем пункте.

6.3. Необходимые и достаточные условия ортонормированности

Первое *необходимое и достаточное* условие на m_0 , гарантирующее L^2 -сходимость f_k , было обнаружено Козном [35]. Условие Козна использует структуру множества нулей m_0 . Перед изложением его результата удобно ввести новое понятие.

Определение. Компактное множество K называется конгруэнтным $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , если

1. $|K| = 2\pi$.

2. Для всех ξ из $[-\pi, \pi]$ существует такое $l \in \mathbb{Z}$, что $\xi + 2\pi l \in K$.

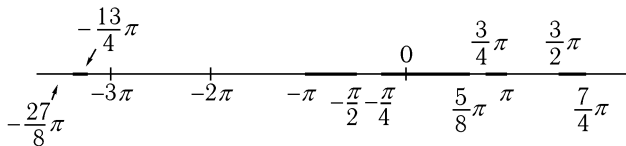


Рис. 6.1. $K = \left[-\frac{27}{8}\pi, -\frac{13}{4}\pi\right] \cup \left[-\pi, -\frac{\pi}{2}\right] \cup \left[-\frac{\pi}{4}, \frac{5\pi}{8}\right] \cup \left[\frac{3\pi}{4}, \pi\right] \cup \left[\frac{3\pi}{2}, \frac{7\pi}{4}\right]$ является компактным множеством, конгруэнтным $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π . Его можно рассматривать как результат вырезания кусков $[-\pi/2, -\pi/4]$ и $[5\pi/8, 3\pi/4]$ из $[-\pi, \pi]$ и сдвига первого из них вправо на 2π , а второго — влево на 4π

Обычно подобное компактное множество K , конгруэнтное $[-\pi, \pi]$, можно рассматривать как результат работы типа «разрежь и склей» на множестве $[-\pi, \pi]$. Пример приведен на рисунке 6.1. Теперь мы готовы сформулировать и доказать теорему Коэна.

Теорема 6.3.1 (Коэн [35]). *Предположим, что m_0 является тригонометрическим полиномом, удовлетворяющим (6.1.1), причем $m_0(0) = 1$, φ определена с помощью (6.2.2). Тогда следующие утверждения эквивалентны:*

1.

$$\int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-n)} = \delta_{n,0}. \quad (6.3.1)$$

2. *Существует такое компактное множество K , конгруэнтное $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , содержащее некоторую окрестность 0, что*

$$\inf_{k>0} \inf_{\xi \in K} |m_0(2^{-k}\xi)| > 0. \quad (6.3.2)$$

Замечание. Условие (6.3.2) может выглядеть несколько техническим и трудным для практической проверки. Напомним, однако, что K является компактным и, таким образом, ограниченным: $K \subset [-R, R]$. В силу непрерывности m_0 и условия $m_0(0) = 1$ равномерно для всех $|\xi| \leq R$ выполняется неравенство $|m_0(2^{-k}\xi)| > \frac{1}{2}$, если k больше некоторого k_0 . Это означает сведение (6.3.2) к требованию, чтобы k_0 функций $m_0(\xi/2)$, $m_0(\xi/4)$, $\dots$, $m_0(2^{-k_0}\xi)$ не имели нулей на K , или, что эквивалентно, m_0 не имела нулей на $K/2$, $K/4$, $\dots$, $2^{-k_0}K$. А это уже более доступно!

Доказательство теоремы 6.3.1.

1. Начнем с доказательства $(1) \Rightarrow (2)$.

Предположим, что выполнено (6.3.1) или, эквивалентно, $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1}$. Тогда для всех $\xi \in [-\pi, \pi]$ существует такое $l_\xi \in \mathbb{N}$, что

$$\sum_{|l| \leq l_\xi} |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 \geq (4\pi)^{-1}.$$

Поскольку $\widehat{\varphi}$ является непрерывной, конечная сумма $\sum_{|l| \leq l_\xi} |\widehat{\varphi}(\cdot + 2\pi l)|^2$ также непрерывна. Тогда для каждого ξ из $[-\pi, \pi]$ существует такая окрестность $\{\zeta; |\zeta - \xi| \leq R_\xi\}$, что для всех ζ из этой окрестности

$$\sum_{|l| \leq l_\xi} |\widehat{\varphi}(\zeta + 2\pi l)|^2 \geq (8\pi)^{-1}.$$

Поскольку $[-\pi, \pi]$ является компактным, существует конечное подмножество набора интервалов $\{\zeta; |\zeta - \xi| \leq R_\xi\}$, которое по-прежнему покрывает $[-\pi, \pi]$. Возьмем l_0 в качестве максимума l_{ξ_j} , связанных с этим конечным покрытием. Тогда для всех $\zeta \in [-\pi, \pi]$ выполняется неравенство

$$\sum_{|l| \leq l_0} |\widehat{\varphi}(\zeta + 2\pi l)|^2 \geq (8\pi)^{-1}. \quad (6.3.3)$$

2. Следовательно, для каждого $\xi \in [-\pi, \pi]$ существует такое l между $-l_0$ и l_0 , что $|\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)| \geq [8\pi(2l_0 + 1)]^{-1/2} = C$. Теперь определим множества S_l , $-l_0 \leq l \leq l_0$. Положим

$$S_0 = \{\xi \in [-\pi, \pi]; |\widehat{\varphi}(\xi)| \geq C\},$$

и для $l \neq 0$

$$S_l = \left\{ \xi \in [-\pi, \pi] \setminus \left(\bigcup_{k=-l_0}^{l-1} S_k \cup S_0 \right); |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)| \geq C \right\}.$$

Множества S_l , $-l_0 \leq l \leq l_0$, образуют разбиение $[-\pi, \pi]$. Поскольку $|\widehat{\varphi}(0)| = (2\pi)^{-1/2} > C$, а $\widehat{\varphi}$ — непрерывна, S_0 содержит окрестность 0. Теперь определим

$$K = \bigcup_{l=-l_0}^{l_0} \overline{(S_l + 2\pi l)}.$$

Ясно, что K является компактным и конгруэнтным $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π . В силу построения верно, что $|\widehat{\varphi}(\xi)| \geq C$ на K , а K содержит окрестность 0.

3. Далее мы увидим, что K удовлетворяет (6.3.2). Как указывается в замечании, предшествующем доказательству, нам нужно лишь проверить, что $\inf_{\xi \in K} |m_0(2^{-k}\xi)| > 0$ для конечного числа k , $1 \leq k \leq k_0$. Для $\xi \in K$ значение

$$|\widehat{\varphi}(\xi)| = \left(\prod_{k=1}^{k_0} |m_0(2^{-k}\xi)| \right) |\widehat{\varphi}(2^{-k_0}\xi)| \quad (6.3.4)$$

отделено от нуля снизу. Поскольку функция $|\widehat{\varphi}|$ также ограничена, первый множитель в правой части (6.3.4) не имеет нулей на компактном множестве K . Являясь конечным произведением непрерывных функций, это выражение само является непрерывным при условии, что

$$\prod_{k=1}^{k_0} |m_0(2^{-k}\xi)| \geq C_1 > 0 \quad \text{для } \xi \in K.$$

Таким образом, в силу неравенства $|m_0| \leq 1$ мы имеем для любого k , $1 \leq k \leq k_0$,

$$|m_0(2^{-k}\xi)| \geq \prod_{k'=1}^{k_0} |m_0(2^{-k'}\xi)| \geq C_1 > 0.$$

Это доказывает, что (6.3.2) выполняется, и завершает доказательство (1) $\Rightarrow$ (2).

4. Теперь докажем обратное: (2) $\Rightarrow$ (1).

Определим $\mu_k(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left[\prod_{j=1}^k m_0(2^{-j}\xi) \right] \chi_K(2^{-k}\xi)$, где χ_K является характеристической функцией K , т.е. $\chi_K(\xi) = 1$, если $\xi \in K$, 0 в противном случае. Поскольку K содержит окрестность нуля, $\mu_k \rightarrow \widehat{\varphi}$ поточечно при $k \rightarrow \infty$.

5. По сделанному предположению $|m_0(2^{-k}\xi)| \geq C > 0$ для $k \geq 1$ и $\xi \in K$. С другой стороны для любого ξ мы имеем $|m_0(\xi) - m_0(0)| \leq C'|\xi|$. Отсюда $|m_0(\xi)| \geq 1 - C'|\xi|$. Поскольку K ограничено, мы можем найти такое k_0 , что $2^{-k}C'|\xi| < \frac{1}{2}$, если $\xi \in K$ и $k \geq k_0$. Таким образом,

используя $1 - x \geq e^{-2x}$ для $0 \leq x \leq \frac{1}{2}$, находим, что для $\xi \in K$

$$\begin{aligned} |\widehat{\varphi}(\xi)| &= (2\pi)^{-1/2} \prod_{k=1}^{k_0} |m_0(2^{-k}\xi)| \prod_{k=k_0+1}^{\infty} |m_0(2^{-k}\xi)| \geq \\ &\geq (2\pi)^{-1/2} C^{k_0} \prod_{k=k_0+1}^{\infty} \exp[-2C' 2^{-k}|\xi|] \geq \\ &\geq (2\pi)^{-1/2} C^{k_0} \exp\left[-C' 2^{-k_0+1} \max_{\xi \in K} |\xi|\right] = C'' > 0. \end{aligned}$$

Это можно перефразировать следующим образом:

$$\chi_K(\xi) \leq |\widehat{\varphi}(\xi)|/C''.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} |\mu_k(\xi)| &= (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^k |m_0(2^{-j}\xi)| \chi_K(2^{-k}\xi) \leq \\ &\leq (C'')^{-1} (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^k |m_0(2^{-j}\xi)| |\widehat{\varphi}(2^{-k}\xi)| = (C'')^{-1} (2\pi)^{-1/2} |\widehat{\varphi}(\xi)|. \end{aligned} \quad (6.3.5)$$

Мы можем применить теорему об интегрируемости предела мажорируемой последовательности и получить, что $\mu_k \rightarrow \widehat{\varphi}$ в L^2 .

6. Конгруэнтность K и $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π означает, что для

$$\begin{aligned} \text{любой } 2\pi\text{-периодической функции } f \text{ имеем } \int_{\xi \in K} d\xi f(\xi) &= \int_{-\pi}^{\pi} d\xi f(\xi) = \\ &= \int_0^{2\pi} d\xi f(\xi). \text{ В частности,} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int d\xi |\mu_k(\xi)|^2 e^{-in\xi} &= (2\pi)^{-1} 2^k \int_{\zeta \in K} d\zeta \prod_{l=0}^{k-1} |m_0(2^l\zeta)|^2 e^{-in2^k\zeta} = \\ &= (2\pi)^{-1} 2^k \int_0^{2\pi} d\zeta e^{-in2^k\zeta} \left[\prod_{l=1}^{k-1} |m_0(2^l\zeta)|^2 \right] |m_0(\zeta)|^2 = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= (2\pi)^{-1} 2^k \int_0^\pi d\zeta e^{-in2^k \zeta} \left[\prod_{l=1}^{k-1} |m_0(2^l \zeta)|^2 \right] [|m_0(\zeta)|^2 + |m_0(\zeta + \pi)|^2] = \\
&= (2\pi)^{-1} 2^k \int_0^\pi d\zeta e^{-in2^k \zeta} \prod_{l=1}^{k-1} |m_0(2^l \zeta)|^2 = \\
&= (2\pi)^{-1} 2^{k-1} \int_0^{2\pi} d\xi e^{-in2^{k-1} \xi} \prod_{l=0}^{k-2} |m_0(2^l \xi)|^2 = \int d\xi |\mu_{k-1}(\xi)|^2 e^{-in\xi}.
\end{aligned}$$

Поскольку

$$\int d\xi |\mu_1(\xi)|^2 e^{-in\xi} = (2\pi)^{-1} 2 \int_0^\pi d\zeta e^{-2in\zeta} = \delta_{n,0},$$

это влечет $\int d\xi |\mu_k(\xi)|^2 e^{-in\xi} = \delta_{n,0}$ для всех k . Тогда

$$\begin{aligned}
\int d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 e^{-in\xi} &= \lim_{k \rightarrow \infty} \int |\mu_k(\xi)|^2 e^{-in\xi} \\
&(\text{поскольку } \mu_k \rightarrow \widehat{\varphi} \text{ поточечно и выполнено (6.3.5)}) = \delta_{n,0},
\end{aligned}$$

что эквивалентно (6.2.5), а следовательно, и (6.3.1). ■

ЗАМЕЧАНИЕ. «Усеченные» функции μ_k не совпадают с f_k , введенными в доказательстве леммы 6.2.1, однако последующие рассуждения показывают, что L^2 -сходимость μ_k предполагает L^2 -сходимость f_k . Прежде всего, K содержит окрестность 0, $K \supset [-\alpha, \alpha]$ для некоторого α , $0 < \alpha < \pi$. Определим

$$\nu_k = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^k m_0(2^{-j} \xi) \chi_{[-\alpha, \alpha]}(2^{-k} \xi). \text{ Поскольку } \chi_{[-\alpha, \alpha]} \leq \chi_K, \text{ применим}$$

те же рассуждения, что и в случае μ_k , и тогда $\nu_k \rightarrow \widehat{\varphi}$ в L^2 . Следовательно, $\|\mu_k - \nu_k\|_{L^2} \rightarrow 0$ при $k \rightarrow \infty$. Используя конгруэнтность K и $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , видим, что $\|\mu_k - \nu_k\|_{L^2} = \|f_k - \nu_k\|_{L^2}$. Тогда $\|f_k - \widehat{\varphi}\|_{L^2} \leq \|f_k - \nu_k\|_{L^2} + \|\nu_k - \widehat{\varphi}\|_{L^2} \rightarrow 0$ при $k \rightarrow \infty$. □

Заметим, что если условие Малла (6.2.15) выполнено, то мы можем просто взять $K = [-\pi, \pi]$. Тогда условие Коэна очевидным образом выполняется, и $\widehat{\varphi}_{0,n}$ на самом деле ортонормированы. В следующем следствии дается другой пример того, как применять условие Коэна.

Следствие 6.3.2 (Коэн [35]). *Предположим, что m_0 является тригонометрическим полиномом, удовлетворяющим (6.1.1), причем $m_0(0) = 1$, а функция φ определена с помощью (6.2.2). Если m_0 не имеет нулей на $[-\pi/3, \pi/3]$, то $\varphi_{0,n}$ являются ортонормированными.*

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

Нам нужно лишь построить подходящее компактное множество K . Поскольку m_0 может иметь нули среди $\pi/3 < |\xi| \leq \pi/2$, множество $K = [-\pi, \pi]$ больше не является хорошим выбором. Но мы можем начать именно с него и «вырезать нули». Более точно, предположим, что нули m_0 на интервале $\pi/3 < |\xi| \leq \pi/2$ обозначены через $\xi_1^+ < \dots < \xi_{L_+}^+$. (Их число обязательно конечно, поскольку m_0 — это тригонометрический полином.) Аналогично обозначим через $\xi_{L_-}^- < \dots < \xi_1^-$ нули m_0 на интервале $-\pi/2 \leq |\xi| < -\pi/3$. Для каждого l выберем $I_l^\pm$, пересечение $[-\pi, \pi]$ и некоторого малого открытого интервала, содержащего $\xi_l^\pm$, достаточно малыми, чтобы они не перекрывали друг друга или $[-\pi/3, \pi/3]$ и выполнялось неравенство $|m_0|_{I_l^\pm} < \frac{1}{2}$. (Если $\xi_{L_+}^+ = \pi/2$, то $I_{L_+}^+$ будет вида $[\pi/2 - \varepsilon, \pi/2]$.) Определим K , вырезав интервалы $2I_l^\pm$ из $[-\pi, \pi]$ и добавив их снова, уже сдвинутыми влево или вправо на 2π :

$$K = [-\pi, \pi] \setminus \left\{ \left(\bigcup_{l=1}^{L_+} 2I_l^+ \right) \cup \left(\bigcup_{l=1}^{L_-} 2I_l^- \right) \right\} \cup \left\{ \bigcup_{l=1}^{L_+} \overline{(2I_l^+ - 2\pi)} \right\} \cup \left\{ \bigcup_{l=1}^{L_-} \overline{(2I_l^- + 2\pi)} \right\}. \quad (6.3.6)$$

(См. рис. 6.2.)

Теперь проверим, имеет ли m_0 нули на множествах $K/2, K/4, \dots$. Запишем K в виде $K_0 \cup K_1$, где K_0 — это $[-\pi, \pi]$ с вырезанными $2I_l^\pm$, а K_1 — оставшаяся часть. По построению m_0 не имеет нулей на $K_0/2$. С другой стороны,

$$K_1/2 = \left[\bigcup_{l=1}^{L_+} \overline{(I_l^+ - \pi)} \right] \cup \left[\bigcup_{l=1}^{L_-} \overline{(I_l^- + \pi)} \right].$$

Поскольку $|m_0(\xi)| \leq 1/2$ для $\xi \in \overline{I_l^\pm}$, а m_0 удовлетворяет (6.1.1), для $\xi \in \overline{I_l^\pm}$ выполняется неравенство $|m_0(\xi \pm \pi)| \geq \sqrt{3}/2$, значит,

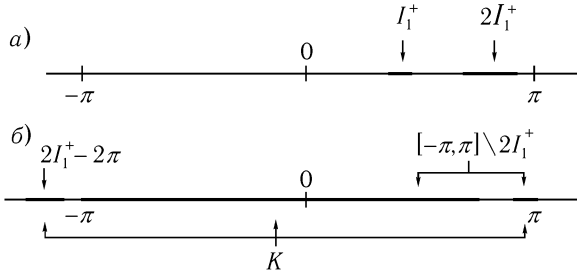


Рис. 6.2. На рисунке предполагается, что m_0 имеет лишь один ноль на интервале $\pi/3 < |\xi| \leq \pi/2$, а именно, $\xi_1^+ = \frac{5\pi}{12}$. Выберем $I_1^+ = \left] \frac{9\pi}{24}, \frac{11\pi}{24} \right]$. Отсюда $2I_1^+ = \left] \frac{9\pi}{12}, \frac{11\pi}{12} \right]$. В соответствии с (6.3.6) в качестве компактного множества K выступает $\left[-\frac{15\pi}{12}, -\frac{13\pi}{12}\right] \cup \left[-\pi, \frac{9\pi}{12}\right] \cup \left[\frac{11\pi}{12}, \pi\right]$

m_0 не имеет нулей и на $K_1/2$. Для всех $n \geq 2$ следующие рассуждения показывают, что $2^{-n}K \subset [-\pi/3, \pi/3]$, и m_0 не имеет нулей на $2^{-n}K$. Этим доказывается, что K удовлетворяет (6.3.2). По построению «самый левый» кусочек K имеет вид $\overline{2I_1^+ - 2\pi}$, «самый правый» — $\overline{2I_1^- + 2\pi}$. Но $I_1^+ \subset [\pi/3, \pi/2]$, и отсюда $\overline{2I_1^+ - 2\pi} \subset \left[-\frac{4\pi}{3}, -\pi\right]$. Точно так же $\overline{2I_1^- + 2\pi} \subset \left[\pi, \frac{4\pi}{3}\right]$. Тогда $K \subset \left[-\frac{4\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right]$ и $2^{-n}K \subset [-2^{-n+2}\pi/3, 2^{-n+2}\pi/3]$. ■

Следствие 6.3.2 является оптимальным в следующем смысле: невозможно найти такое $\alpha < \frac{1}{3}$, чтобы отсутствие нулей m_0 на $[-\alpha\pi, \alpha\pi]$ гарантировало ортонормированность $\varphi_{0,n}$. (Это иллюстрируется контрпримером $m_0(\xi) = \frac{1}{2}(1 + e^{-3i\xi})$, который обсуждался ранее.) Точки $\xi = \pm\frac{\pi}{3}$ играют особую роль по следующей причине: равенство $m_0\left(\pm\frac{\pi}{3}\right) = 0$ предполагает $\widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + 2k\pi\right) = 0$ для всех $k \in \mathbb{Z}$, что противоречит (6.2.5). Это можно проверить следующим образом. Возьмем некоторое $k \in \mathbb{N}$ (с отрицательными k поступаем аналогично). Тогда k имеет двоичное представление $k = \sum_{j=0}^n \varepsilon_j 2^j$, где $\varepsilon_j = 0$ или 1 . Мы можем добавить пару нулей в начало $k = \varepsilon_n \varepsilon_{n-1} \dots \varepsilon_1 \varepsilon_0$ и предполагать

$\varepsilon_n = \varepsilon_{n-1} = 0$. Если k — четное, $k = 2l$, тогда

$$\widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + 2k\pi\right) = m_0\left(\frac{\pi}{3} + 2l\pi\right) \widehat{\varphi}\left(\frac{\pi}{3} + 2l\pi\right) = 0 \text{ (так как } m_0\left(\frac{\pi}{3}\right) = 0\text{)}.$$

Таким образом, нам надо лишь проверить, что происходит, если k является нечетным, $k = 2l + 1$ или $\varepsilon_0 = 1$. В этом случае $\frac{2\pi}{3} + 2k\pi = \frac{8\pi}{3} + 4l\pi$, и

$$\widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + 2k\pi\right) = m_0\left(\frac{4\pi}{3}\right) m_0\left(\frac{2\pi}{3} + l\pi\right) \widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + l\pi\right).$$

Если l является нечетным, т.е. $\varepsilon_1 = 1$, то $m_0\left(\frac{2\pi}{3} + l\pi\right) = m_0\left(\frac{5\pi}{3}\right) = m_0\left(-\frac{\pi}{3}\right) = 0$. Следовательно, далее нам нужно исследовать лишь случай с $\varepsilon_1 = 0$ или нечетным l . Мы можем продолжить это, показывая, что лишь те k , для которых двоичное представление, заканчивающееся на 010101...01, не приводит автоматически к $\widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + 2k\pi\right) = 0$. Но если мы вернемся достаточно далеко назад, мы встретим $\varepsilon_n \varepsilon_{-1} = 00$, что на самом деле дает $\widehat{\varphi}\left(\frac{2\pi}{3} + 2k\pi\right) = 0$.

Во всех этих рассуждениях используется факт, что множество нулей m_0 содержит $\left\{\frac{\pi}{3}, -\frac{\pi}{3}\right\} = \left[\left\{\frac{2\pi}{3}, -\frac{2\pi}{3}\right\} + \pi\right] \bmod (2\pi)$ и что $\left\{\frac{2\pi}{3}, -\frac{2\pi}{3}\right\}$ является инвариантным циклом под действием операции $\xi \mapsto 2\xi \bmod (2\pi)$, отображающей $[-\pi, \pi]$ в себя. В своей диссертации Коэн [36] доказывает, что корнем проблемы являются такие инвариантные циклы.

Теорема 6.3.3. *Предположим, что m_0 является тригонометрическим полиномом, удовлетворяющим (6.1.1), $m_0(0) = 1$, а φ определена при помощи (6.2.2). Тогда условия (1) и (2) из теоремы 6.3.1 эквивалентны следующему утверждению*

3. *Не существует такого нетривиального цикла $\{\xi_1, \dots, \xi_n\}$ из $[-\pi, \pi]$ для операции $\xi \mapsto 2\xi \bmod (2\pi)$, что $|m_0(\xi_j)| = 1$ для всех $j = 1, \dots, n$.*

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Ввиду (6.1.1) равенство $|m_0(\xi_j)| = 1$, конечно, эквивалентно $|m_0(\xi_j + \pi)| = 0$.

2. Нетривиальный означает отличный от $\{0\}$, который всегда является инвариантным циклом.

3. В вышеприведенном примере $\xi_1 = \frac{2\pi}{3}$, $\xi_2 = -\frac{2\pi}{3}$. □

Для доказательства данной теоремы и связанных с ней результатов следует обратиться к работе Коэна [36]. На самом деле одна из двух импликаций доказывается на шестом шаге доказательства теоремы 6.3.5, приведенной ниже.

Совсем другой подход к выводу условий на m_0 , которые гарантируют (6.2.5), был предложен Лоутоном в [121]. Предположим, что m_0 имеет вид

$$m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^N h_n e^{-in\xi}, \quad (6.3.7)$$

т.е. $h_n = 0$ для $n < 0$ или $n > N$. Полином m_0 всегда можно привести к этой форме умножением на $e^{iN_1\xi}$, соответствующем сдвигу φ на N_1 . Определим $\alpha_l = \int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-l)}$. Поскольку $\text{supp } \varphi \subset [0, N]$, $\alpha_l = 0$, если $|l| \geq N$, и мы можем перегруппировать нетривиальные α_l , $|l| < N$, в $(2N-1)$ -мерный вектор $(\alpha_{-N+1}, \dots, \alpha_0, \dots, \alpha_{N-1})$. Так как $\varphi(x) = \sqrt{2} \sum_n h_n \varphi(2x-n)$, α_l удовлетворяют уравнению

$$\begin{aligned} \alpha_l &= 2 \sum_{n,m=0}^N h_n \overline{h_m} \int dx \varphi(2x-n) \overline{\varphi(2x-2l-m)} = \\ &= \sum_{n,m=0}^N h_n \overline{h_m} \alpha_{2l+m-n} = \sum_{k=-N+1}^{N-1} \left(\sum_{n=0}^N h_n \overline{h_{k-2l+n}} \right) \alpha_k. \end{aligned} \quad (6.3.8)$$

Следовательно, если мы определим матрицу A размерности $(2N-1) \times (2N-1)$ по формуле

$$A_{lk} = \sum_{n=0}^N h_n \overline{h_{k-2l+n}}, \quad -N+1 \leq l, k \leq N-1, \quad (6.3.9)$$

где $h_m = 0$, если $m < 0$ или $m > N$, то

$$A\alpha = \alpha, \quad (6.3.10)$$

т.е. α является собственным вектором A для собственного значения 1. Заметим, что 1 всегда является собственным значением A : если мы определим β с помощью $\beta = (0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0)$ (1 в середине) или $\beta_l = \delta_{l,0}$, то

$$(A\beta)_l = \sum_k A_{lk} \delta_{k,0} = \sum_k h_n \overline{h_{n-2l}} = \delta_{l,0} = \beta_l$$

в силу (6.2.7), т. е. $A\beta = \beta$. Если собственное значение 1 для A является простым, то вектор α должен быть кратным β , т. е. $\int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-l)} = \gamma \delta_{l,0}$ для некоторого $\gamma \in \mathbb{C}$. Это влечет $\sum_k |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi k)|^2 = (2\pi)^{-1} \gamma$.

Поскольку $|\widehat{\varphi}(2\pi k)| = 0$ для $k \neq 0$ (см. начало § 6.2) и $\widehat{\varphi}(0) = (2\pi)^{-1/2}$ по определению, то $\gamma = 1$, $\int dx \varphi(x) \overline{\varphi(x-l)} = \delta_{l,0}$. Так мы имеем очень простое достаточное условие ортонормированности $\varphi_{0,n}$.

Теорема 6.3.4 (Лоутон [121]). *Предположим, что m_0 является тригонометрическим полиномом вида (6.3.7), удовлетворяющим (6.1.1), $m_0(0) = 1$, а φ определена с помощью (6.2.2). Если собственное значение 1 $(2N-1) \times (2N-1)$ -мерной матрицы A , определенной с помощью (6.3.9), является простым, то $\varphi_{0,n}$ образуют ортонормированную систему.*

Ортонормированность $\varphi_{0,n}$ может не иметь места, лишь если характеристическое уравнение для A имеет кратный корень 1. Это означает, что среди всех возможных выборов h_n , $n = 0, \dots, N$ (N — фиксированное), «плохие» возможности (ведущие к неортонормированным $\varphi_{0,n}$) образуют очень «тощее» множество. (Это утверждение более точно сформулировано Лоутонем в [121].) Для $N = 3$, например, единственным неортонормированным выбором (с точностью до фазового множителя) является $h_0 = h_3 = 1/2$, $h_1 = h_2 = 0$.

Условие Лоутона можно рассмотреть в терминах тригонометрических полиномов. Определим, как и прежде, $M_0(\xi) = |m_0(\xi)|^2$ и введем следующий оператор P_0 , действующий на 2π -периодических функциях f .

$$(P_0 f)(\xi) = M_0(\xi/2) f(\xi/2) + M_0(\xi/2 + \pi) f(\xi/2 + \pi).$$

Ясно, что постоянный полином 1 инвариантен под действием P_0 в силу (6.1.1). Записывая все в терминах коэффициентов Фурье, мы имеем

$$M_0(\xi) = \frac{1}{2} \sum_k \left(\sum_n h_n \overline{h_{n-k}} \right) e^{-ik\xi},$$

$$M_0(\xi) f(\xi) = \frac{1}{2} \sum_l \left(\sum_{k,n} h_n \overline{h_{n-k}} f_{l-k} \right) e^{-il\xi};$$

откуда

$$(P_0 f)(\xi) = \sum_l \left(\sum_{k,n} h_n \overline{h_{n-k}} f_{2l-k} \right) e^{-il\xi}$$

или

$$(P_0 f)_l = \sum_{k, n} h_n \overline{h_{n-k}} f_{2l-k} = \sum_m \left(\sum_n h_n \overline{h_{n-2l+m}} \right) f_m.$$

Формула (6.3.8) содержит то же самое выражение! (Мы не предполагали, что $f_m = 0$ для $|m| > N$, так что выражение не совсем то же.) Следовательно, условие Лоутона удовлетворяется, если мы знаем, что единственными тригонометрическими полиномами, инвариантными под действием P_0 , являются постоянные.

Изначально непонятно, является ли условие Лоутона достаточным или нет: допустимо, чтобы для собственного значения 1 матрица A имела собственный вектор, отличный от β , и при этом, тем не менее, α равнялось β . Однако весной 1990 года Коэн и Лоутон независимо друг от друга доказали, что их условия эквивалентны (обобщение можно найти в работе Коэна, Добеши, Фово [41] в виде теоремы 4.3; см. также работу Лоутона [122]), откуда следует достаточность условия Лоутона.

Теорема 6.3.5. *Предположим, что t_0 является тригонометрическим полиномом, для которого выполнено (6.1.1) и $t_0(0) = 1$. Если существует компактное множество K , конгруэнтное $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , содержащее окрестность 0, для которого $\inf_{k \geq 1} \inf_{\xi \in K} |t_0(2^{-k}\xi)| > 0$, то единственными тригонометрическими полиномами, инвариантными под действием P_0 , являются постоянные.*

Замечание. Если мы обозначим через (Л) изначальное условие Лоутона, через (К) — условие Коэна, через (Р) — условие Лоутона, переписанное в терминах P_0 , через (О) — ортонормированность $\varphi_{0,n}$, то мы уже знаем, что

$$(P) \Rightarrow (Л) \Rightarrow (O) \Rightarrow (K).$$

Достаточно доказать (К) $\Rightarrow$ (Р), чтобы установить эквивалентность всех четырех условий. □

Доказательство теоремы 6.3.5.

1. Мы докажем, что существование непостоянного тригонометрического полинома f , инвариантного под действием P_0 , противоречит существованию компактного множества K со всеми необходимыми свойствами. Предположим, что f и есть такой полином. Определим $f_1(\xi) = f(\xi) - \min_{\zeta} f(\zeta)$, $f_2(\xi) = -f(\xi) + \max_{\zeta} f(\zeta)$. Поскольку f отличен от постоянной, по крайней мере для одного из f_1, f_2 выполняется $f_j(0) \neq 0$.

Возьмем j , для которого $f_j(0) \neq 0$, и определим $f_0 = f_j$. Тогда f_0 неотрицателен, $f_0(0) \neq 0$, f_0 имеет по крайней мере один нуль, и f_0 инвариантен под действием P_0 .

2. Далее мы используем множество нулей f_0 , которое, как оказывается, имеет очень специальную структуру. Если $f_0(\xi) = 0$ для $0 \neq \xi \in [0, 2\pi[$, то

$$0 = f_0(\xi) = (P_0 f_0)(\xi) = M_0(\xi/2) f_0(\xi/2) + M_0(\xi/2 + \pi) f_0(\xi/2 + \pi).$$

Здесь M_0 , f_0 — неотрицательны, и $M_0(\xi/2)$, $M_0(\xi/2 + \pi)$ не могут одновременно обращаться в нуль ввиду (6.1.1). Тогда либо $f_0(\xi/2) = 0$, либо $f_0(\xi/2 + \pi) = 0$. Следовательно, взяв один нуль $0 \neq \xi_1 \in [0, 2\pi[$ полинома f_0 , мы можем сопоставить ему цепь нулей $\xi_2, \dots, \xi_k \dots$ из $[0, 2\pi[$ со свойством, что ξ_{j+1} равняется $\frac{\xi_j}{2}$ либо $\frac{\xi_j}{2} + \pi$, или, что эквивалентно, $\xi_j = \tau \xi_{j+1}$, где τ является преобразованием $\xi \mapsto 2\xi \bmod (2\pi)$, которое отображает $[0, 2\pi[$ в себя. Являясь тригонометрическим полиномом, f_0 имеет конечное число нулей. Тогда эта цепь не может продолжаться до бесконечности. Заметим, что цепь имеет по крайней мере два элемента. Так, из $\xi_2 = \xi_1$ следовало бы $\xi_1 = 0$. Пусть r будет первым индексом, для которого возникает повторение, т.е. $\xi_r = \xi_k$ для некоторого $k < r$. Тогда обязательно $k = 1$, поскольку $k > 1$ привело бы к $\xi_1 = \tau^{k-1} \xi_k = \tau^{k-1} \xi_r = \xi_{r-k+1}$, где $1 < r - k + 1$, значит, r не может быть первым индексом повтора. Следовательно, мы имеем цикл нулей $\xi_1, \dots, \xi_{r-1}$ и $\tau \xi_{j+1} = \xi_j$ для $j = 1, \dots, r-2$, а $\tau \xi_1 = \xi_{r-1}$. Заметим, что $\tau^{r-1} \xi_j = \xi_j$ для каждого нуля из цикла.

3. Если цикл нулей исчерпывает множество нулей, отличных от 0, мы можем найти $0 \neq \zeta_1 \neq \xi_j$, $j = 1, \dots, r-1$, для которого $f_0(\zeta_1) = 0$. Его снова можно взять в качестве начала цепи нулей $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_l, \dots$. Каждый элемент этой новой цепи обязательно отличается от всех ξ_j , так как $\zeta_l = \xi_j$ привело бы к $\zeta_1 = \tau^{l-1} \zeta_l = \tau^{l-1} \xi_j$, т.е. ζ_1 равнялось бы некоторому ξ_k . Рассуждая как и выше, приходим к тому, что ζ_1 образует цикл нулей f , инвариантный под действием τ и не связанный с первым циклом. Мы можем продолжать построение таких циклов до той поры, пока конечное множество нулей f_0 не будет исчерпано. Тогда множество нулей f_0 состоит из объединения конечных циклов, инвариантов τ .

4. Теперь заметим, что если $f_0(\xi) = 0$, то обязательно $f_0(\xi + \pi) \neq 0$. В самом деле, так как $\tau \xi = \tau(\xi + \pi)$, то ξ и $\xi + \pi$ принадлежали бы одному

циклу нулей, если $f_0(\xi) = 0 = f_0(\xi + \pi)$. Если этот цикл имеет длину n , то отсюда следовало бы, что $\xi = \tau^n \xi = \tau^{n-1} \tau \xi = \tau^{n-1} \tau(\xi + \pi) = \xi + \pi$, а это невозможно.

5. Наконец, отметим, что если $f_0(\xi) = 0$, то $M_0(\xi + \pi) = 0$. В самом деле, для любого ξ такого, что $f_0(\xi) = 0$, $\tau \xi$ тоже является нулем f_0 , а следовательно,

$$0 = f_0(\tau \xi) = (P_0 f)(\tau \xi) = M_0(\xi) f(\xi) + M_0(\xi + \pi) f(\xi + \pi).$$

Из того, что $f_0(\xi) = 0$ и $f_0(\xi + \pi) \neq 0$, имеем $M_0(\xi + \pi) = 0$; отсюда $m_0(\xi + \pi) = 0$. Таким образом, существование f_0 предполагает существование циклического множества $\xi_1, \dots, \xi_n$ для τ , где $\xi_{j+1} = \tau \xi_j$, $j = 1, \dots, n-1$, $\xi_1 = \tau \xi_n$, так что $m_0(\xi_j + \pi) = 0$ для всех j . Поскольку $f_0(0) \neq 0$, мы имеем $\xi_j \neq 0$.

6. Теперь покажем, почему эти нули $\xi_j + \pi$ для m_0 несовместимы с существованием K . Поскольку $\tau \xi_j = \xi_{j+1}$, $\tau \xi_n = \xi_1$ и, в частности, $\xi_j = \tau^n \xi_j$, мы имеем $\xi_j = 2\pi x_j$, где $x_j \in [0, 1[$ имеют следующие двоичные представления:

$$\begin{aligned} x_1 &= .d_1 d_2 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots & (d_j = 0 \text{ или } 1) \\ x_2 &= .d_2 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots \\ &\vdots \\ x_n &= .d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots \end{aligned}$$

Поскольку $\xi_1 \neq 0$, не все из d_j являются нулевыми. Лишь в этом пункте положим $\bar{d} = 1 - d$ для $d = 0$ или 1 . Тогда $\xi_j + \pi = 2\pi y_j$ по модулю 2π , где y_j задается с помощью

$$\begin{aligned} y_1 &= .\bar{d}_1 d_2 d_3 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots \\ y_2 &= .\bar{d}_2 d_3 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots \\ &\vdots \\ y_n &= .\bar{d}_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots \end{aligned}$$

Мы имеем $m_0(2\pi y_j) = 0$, $j = 1, \dots, n$. Предположим, что существует компактное множество K со всеми требуемыми свойствами. Тогда существовало бы целое l , бинарное разложение которого имело бы такое количество цифр, не превосходящее заранее заданного числа L (L зависит только от размера K), что $2\pi y = 2\pi(2y_1 + l)$ обладало свойством

$m_0(2\pi 2^{-k}y) \neq 0$ для всех $k \geq 0$. Мы имеем

$$y = e_L \dots e_2 e_1 . d_2 d_3 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots,$$

где $e_j = 1$ или 0 для $j = 1, \dots, L$. Мы можем переписать это так:

$$y = e_{L+n} \dots e_{L+1} e_L \dots e_2 e_1 . d_2 d_3 \dots d_n d_1 \dots d_n d_1 \dots d_n \dots,$$

где $e_j = 1$ или 0 для $j = 1, \dots, L$ и $e_j = 0$, если $j > L$. Значения $2^{-k}y$ получены сдвигом десятичной точки влево. Поскольку m_0 является 2π -периодическим, лишь «хвост», т. е. часть разложения $2^{-k}y$ вправо от десятичной точки, определяет, обращается ли $m_0(2\pi 2^{-k}y)$ в нуль или нет. Если $e_1 = \overline{d}_1$, то $y/2$ имело бы ту же десятичную часть, что и y_1 , откуда $m_0(2\pi y/2) = 0$. Поскольку $m_0(2\pi y/2) \neq 0$, мы имеем $e_1 = d_1$. Аналогично заключаем, что $e_2 = d_n$, $e_3 = d_{n-1}$ и т. д. Следовательно, $e_{L+1}, \dots, e_{L+n}$ тоже последовательно равны $d_k, d_{k-1}, \dots, d_1, d_n, \dots, d_{k+1}$ для некоторого $k \in \{1, 2, \dots, n\}$. Так как d_j не все равны нулю, в то время как $e_{L+1} = \dots = e_{L+n} = 0$, это приводит к противоречию. Доказательство завершено. ■

Теоремой 6.3.5 мы заканчиваем обсуждение необходимых и достаточных условий для m_0 . Следующая теорема суммирует главные результаты §§ 6.2 и 6.3.

Теорема 6.3.6. *Предположим, что m_0 — тригонометрический полином, для которого $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$ и $m_0(0) = 1$. Определим φ, ψ с помощью формул*

$$\begin{aligned}\widehat{\varphi}(\xi) &= (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi), \\ \widehat{\psi}(\xi) &= -e^{-i\xi/2} \overline{m_0(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}(\xi/2).\end{aligned}$$

Тогда φ, ψ — это функции из L^2 с компактным носителем, удовлетворяющие уравнениям

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= \sqrt{2} \sum_n h_n \varphi(2x - n), \\ \psi(x) &= \sqrt{2} \sum_n (-1)^n h_{-n+1} \varphi(2x - n),\end{aligned}$$

где h_n определены с помощью m_0 через $m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi}$. Более того, семейство $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$, $j, k \in \mathbb{Z}$, образует жесткий фрейм для $L^2(\mathbb{R})$ с постоянной, равной 1. Этот жесткий фрейм является ортонормированным базисом тогда и только тогда, когда m_0 удовлетворяет одному из эквивалентных условий:

- Существует компактное множество K , конгруэнтное $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , содержащее окрестность 0, такое, что

$$\inf_{k>0} \inf_{\xi \in K} |m_0(2^{-k}\xi)| > 0.$$

- Не существует нетривиального цикла $\{\xi_1, \dots, \xi_n\}$ в $[0, 2\pi[$, инвариантного под действием $\tau: \xi \mapsto 2\xi \bmod(2\pi)$, такого, что $m_0(\xi_j + \pi) = 0$ для всех $j = 1, \dots, n$.

- Собственное значение 1 матрицы A размерности $[2(N_2 - N_1) - 1] \times [2(N_2 - N_1) - 1]$, определенной с помощью

$$A_{lk} = \sum_{n=N_1}^{N_2} h_n \overline{h_{k-2l+n}}, \quad -(N_2 - N_1) + 1 \leq l, k \leq (N_2 - N_1) + 1$$

(здесь предполагаем, что $h_n = 0$ для $N_2 < n < N_1$), является простым.

С точки зрения субполосной фильтрации, эта теорема говорит о том, что при условии, что высокочастотный фильтр имеет нулевой коэффициент передачи постоянного тока ($m_0(\pi) = 0$, откуда $m_0(0) = 1$ при подходящем выборе фазы), мы «почти всегда» имеем соответствующий ортонормированный базис. Соответствие не выполняется лишь «от случая к случаю», что иллюстрируется последними двумя необходимыми и достаточными условиями. На практике предпочитают работать с двумя фильтрами, из которых низкочастотный фильтр не имеет нулей в полосе $|\xi| \leq \pi/2$, что является достаточным требованием для обеспечения ортонормированности базиса $\psi_{j,k}$. А теперь пришло время рассмотреть несколько примеров!

6.4. Примеры вейвлетов с компактными носителями, порождающих ортонормированный базис

Все примеры, приведенные в этой части, получены с помощью спектральной факторизации (6.1.11) для различных N и R . За исключением

базиса Хаара, мы не имеем явных формул для $\varphi(x)$, $\psi(x)$. В следующей части мы объясним, как получены графики для φ , ψ .

Первое семейство примеров, построенное Добеши в [53], соответствует $R \equiv 0$ в (6.1.11). При спектральной факторизации, необходимой для извлечения $\mathcal{L}(\xi)$ из $L(\xi) = P_N(\sin^2 \xi/2)$, мы систематически удерживаем нули в пределах единичного круга. Для каждого N соответствующий полином ${}_N m_0$ имеет $2N$ ненулевых коэффициентов. Мы можем выбрать фазу ${}_N m_0$, чтобы

$${}_N m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{2N-1} {}_N h_n e^{-in\xi}.$$

В таблице 6.1 помещены ${}_N h_n$ для N от 2 до 10. Для ускоренного применения имеет смысл сделать факторизацию (6.1.10) явной: фильтр $\mathcal{L}$ намного короче, чем m_0 (N позиций вместо $2N$), а фильтры $\frac{1+e^{-i\xi}}{2}$ более легки в применении. В таблице 6.2 помещены коэффициенты $\mathcal{L}(\xi)$ для N от 2 до 10. На рисунке 6.3 представлены графики соответствующих ${}_N \varphi$, ${}_N \psi$ для $N = 2, 3, 5, 7$ и 9. Обе ${}_N \varphi$ и ${}_N \psi$ имеют носитель ширины $2N - 1$; их регулярность очевидно возрастает с ростом N . На самом деле можно доказать (см. главу 7), что для больших N функции ${}_N \varphi$, ${}_N \psi \in C^{\mu N}$, где $\mu \simeq 0.2$.

Систематическое удержание нулей в пределах единичного круга в процедуре спектральной факторизации означает выбор фильтра с «минимальной фазой» m_0 среди всех возможных при фиксированном $|m_0|^2$. Это соответствует очень заметной асимметрии функций φ и ψ , что показано на рисунке 6.3. Другой выбор может привести к меньшей несимметричности φ , ψ , хотя, как мы увидим в главе 8, полная симметрия φ , ψ не достижима (исключением является базис Хаара) в рамках базисов вейвлетов с компактными носителями. В таблице 6.3 приводятся h_n с «наименьшей асимметрией» φ , ψ для N от 4 до 10, соответствующие тому же $|m_0|^2$, что и в таблице 6.1 с другим квадратным корнем m_0 . В главе 8 мы вернемся к тому, как определяется «наименее асимметричный квадратный корень». На рисунке 6.4 показаны соответствующие функции φ и ψ .

На рисунке 6.5 приведены графики $|m_0|$ как функции от ξ для вышеприведенных примеров при $N = 2, 6$ и 10. Эти графики показывают, что субполосные фильтры для таких ортонормированных базисов

Таблица 6.1. Коэффициенты фильтра (низкочастотный фильтр) для вейвлетов с компактными носителями, имеющих экстремальную фазу и наибольшее число нулевых моментов, совместимое с шириной носителя. Величины Nh_n нормированы так, чтобы $\sum_n Nh_n = \sqrt{2}$.

N	n	Nh_n	N	n	Nh_n
$N = 2$	0	0.4829629131445341	$N = 8$	0	0.0544158422341072
	1	0.8365163037378077		1	0.3128715909143166
	2	0.2241438680420134		2	0.6756307362973195
	3	-0.1294095225512603		3	0.5853546836452159
$N = 3$	0	0.3326705529500825		4	-0.0158291052563823
	1	0.8068915093110924		5	-0.2840155429615824
	2	0.4598775021184914		6	0.0004724845739124
	3	-0.1350110200102546		7	0.1287474266204893
	4	-0.0854412738820267		8	-0.0173693010018090
	5	0.0352262918857095		9	-0.0440882539307971
$N = 4$	0	0.2303778133088964		10	0.0139810279174001
	1	0.7148465705529154		11	0.0087460940474065
	2	0.6308807679398587		12	-0.0048703529934520
	3	-0.0279837694168599		13	-0.0003917403733770
	4	-0.1870348117190931		14	0.0006754494064506
	5	0.0308413818355607		15	-0.0001174767841248
	6	0.0328830116668852	$N = 9$	0	0.0380779473638778
	7	-0.0105974017850690		1	0.2438346746125858
$N = 5$	0	0.1601023979741929		2	0.6048231236900955
	1	0.6038292697971895		3	0.6572880780512736
	2	0.7243085284377726		4	0.1331973858249883
	3	0.1384281459013203		5	-0.2932737832791663
	4	-0.2422948870663823		6	-0.0968407832229492
	5	-0.0322448695846381		7	0.1485407493381256
	6	0.0775714938400459		8	0.0307256814793385
	7	-0.0062414902127983		9	-0.0676328290613279
	8	-0.0125807519990820		10	0.0002509471148340
	9	0.0033357252854738		11	0.0223616621236798
$N = 6$	0	0.1115407433501095		12	-0.0047232047577518
	1	0.4946238903984533		13	-0.0042815036824635
	2	0.7511339080210959		14	0.0018476468830563
	3	0.3152503517091982		15	0.0002303857635232
	4	-0.2262646939654400		16	-0.0002519631889427
	5	-0.1297668675672625		17	0.0000393473203163
	6	0.0975016055873225	$N = 10$	0	0.0266700579005473
	7	0.0275228655303053		1	0.1881768000776347
	8	-0.0315820393174862		2	0.5272011889315757
	9	0.0005538422011614		3	0.6884590394534363
	10	0.0047772575109455		4	0.2811723436605715
	11	-0.0010773010853085		5	-0.2498464243271598
$N = 7$	0	0.0778520540850037		6	-0.1959462743772862
	1	0.3965393194818912		7	0.1273693403357541
	2	0.7291320908461957		8	0.0930573646035547
	3	0.4697822874051889		9	-0.0713941471663501
	4	-0.1439060039285212		10	-0.0294575368218399
	5	-0.2240361849938412		11	0.0332126740593612
	6	0.0713092192668272		12	0.0036065535669870
	7	0.0806126091510774		13	-0.0107331754833007
	8	-0.0380299369360104		14	0.0013953517470688
	9	-0.0165745416306655		15	0.0019924052951925
	10	0.0125509985560986		16	-0.0006858566949564
	11	0.0004295779729214		17	-0.0001164668551285
	12	-0.0018016407040473		18	0.0000935886703202
	13	0.0003537137999745		19	-0.0000132642028945

в самом деле очень пологие около 0 и π , но очень «округлые» в районе перехода около $\pi/2$. Фильтры можно сделать «круче» в таком районе перехода с помощью подходящего выбора R в (6.1.11). На рисунке 6.6 показан график $|m_0|$, соответствующий $N = 2$ и R степени 3, выбран-

Таблица 6.2. Коэффициенты l_n для $\sqrt{2}\mathcal{L}(\xi) = \sum_n l_n e^{-in\xi}$, $N = 2$ до 10. Нормировка: $\sum_n l_n = \sqrt{2}$.

$N = 2$	1.93185165258 -0.517638090205	$N = 8$	13.9304556142 -31.3485176398 33.6968524121 -22.07104076339 0.38930245651 -2.56627196249 0.413507501939 -0.0300740567359
$N = 3$	2.6613644236 -1.52896119631 0.281810335086	$N = 9$	19.4959090503 -50.6198280511 63.3951659783 -49.3675482281 25.8600363319 -9.24491588775 2.18556614566 -0.310317604756 0.0201458280019
$N = 4$	3.68604501294 -1.30663492292 1.20436190091 -0.169558428561	$N = 10$	27.3101392901 -80.408349622 114.98124563 -103.671381722 64.3509475067 -28.2911921431 8.74937688138 -1.82464995075 0.231660236047 -0.013582543764
$N = 5$	5.12327673517 -6.29384704236 3.41434077007 -0.936300109646 0.106743209135		
$N = 6$	7.13860757441 -1.1757164609 8.04775526289 -3.24691364198 0.719428097459 -0.0689472694597		
$N = 7$	9.96506292288 -18.9984075665 17.0514392132 -9.03858510919 2.93696631047 -0.547537574895 0.0452753663967		

ному так, чтобы функция $|m_0(\xi)|^2$ имела нуль в $\xi = 7\pi/9 (= 140^\circ)$. Это очень близко «реалистичному» фильтру субполосного кодирования. Соответствующая «наименее асимметричная» функция φ изображена на рисунке 6.7. Она менее гладка, чем ${}_4\varphi$ (которая имеет ту же ширину носителя, но соответствует $N = 4$ и $R \equiv 0$), однако оказывается более гладкой, чем ${}_2\varphi$ (для которой m_0 имеет нуль той же кратности, т.е. 2, в $\xi = \pi$). В главе 7 мы обсудим регулярность и пологость более детально. Величины h_n , соответствующие рисунку 6.7, приведены в таблице 6.4.

Все эти примеры соответствуют вещественным h_n , φ и ψ , т.е. симметричным относительно $\xi = 0$ функциям $|\widehat{\varphi}|$ и $|\widehat{\psi}|$. Возможно также построить (комплексные) примеры, в которых $|\widehat{\varphi}|$, $|\widehat{\psi}|$ в большей степени сосредоточены на $\xi > 0$, а не на $\xi < 0$. Для иллюстрации возьмем m_0 из предыдущего примера со свойством $m_0\left(\pm\frac{2\pi}{9}\right) = 1$ и определим $m_0^\#(\xi) = m_0\left(\xi - \frac{2\pi}{9}\right)$. Очевидно, $m_0^\#$ удовлетворяет (6.1.1), т.к. это выполняется для m_0 , и $m_0^\#(0) = 1$. Тогда мы можем построить $\widehat{\varphi}^\#(\xi) = \sum_{j=1}^{\infty} m_0^\#(2^{-j}\xi)$, $\widehat{\psi}^\#(\xi) = e^{-i\xi/2} \overline{m_0^\#(\xi/2 + \pi)} \widehat{\varphi}^\#(\xi/2)$. Они являются

Таблица 6.3. Коэффициенты низкочастотного фильтра для «наименее асимметричных» вейвлетов с компактными носителями, имеющих максимальное число нулевых моментов, $N = 4$ до 10. Здесь приведены значения $c_{N,n} = \sqrt{2}h_{N,n}$; $\sum_n c_{N,n} = 2$.

	n	$c_{N,n}$		n	$c_{N,n}$
$N = 4$	0	-0.107148901418	$N = 8$	5	-0.038493521263
	1	-0.041910965125		6	-0.073462508761
	2	0.703739068656		7	0.515398670374
	3	1.136658243408		8	1.099106630537
	4	0.421234534204		9	0.680745347190
	5	-0.140317624179		10	-0.086653615406
	6	-0.017824701442		11	-0.202648655286
$N = 5$	7	0.045570345896		12	0.010758611751
	0	0.038654795955		13	0.044823623042
	1	0.041746864422		14	-0.000766690896
	2	-0.055344186117		15	-0.004783458512
	3	0.281990696854	$N = 9$	0	0.001512487309
	4	1.023052966894		1	-0.000669141509
	5	0.896581648380		2	-0.014515578553
	6	0.023478923136		3	0.012528896242
	7	-0.247951362613		4	0.087791251554
	8	-0.029842499869		5	-0.025786445930
	9	0.027632152958		6	-0.270893783503
$N = 6$	0	0.021784700327		7	0.049882830959
	1	0.004936612372		8	0.873048407349
	2	-0.166863215412		9	1.015259790832
	3	-0.068323121587		10	0.337658923602
	4	0.694457972958		11	-0.077172161097
	5	1.113892783926		12	0.000825140929
	6	0.477904371333		13	0.042744433602
$N = 7$	7	-0.102724696862		14	-0.016303351226
	8	-0.029783751299		15	-0.018769396836
	9	0.063250562660		16	0.000876502539
	10	0.002499922093		17	0.001981193736
	11	-0.011031867509	$N = 10$	0	0.0010890170447
	0	0.003792658534		1	0.000135245020
	1	-0.001481225915		2	-0.012220642630
	2	-0.017870431651		3	-0.002072363923
	3	0.043155452582		4	0.064950924579
	4	0.096014767936		5	0.016418869426
	5	-0.070078291222		6	-0.225558972234
$N = 8$	6	0.024665659489		7	-0.100240215031
	7	0.758162601964		8	0.667071338154
	8	1.095782709814		9	1.088251530500
	9	0.408183939725		10	0.542813011213
	10	-0.198056706807		11	-0.050256540092
	11	-0.152463871896		12	-0.045240772218
	12	0.005671342686		13	0.070703567550
$N = 8$	13	0.014521394762		14	0.008152816799
	0	0.002672793393		15	-0.028786231926
	1	-0.000428394300		16	-0.001137535314
$N = 8$	2	-0.021145686528		17	0.006495728375
	3	0.005386388754		18	0.000080661204
	4	0.069490465911		19	-0.000649589896

функциями из L^2 с компактными носителями, а $\psi_{j,k}^\#$, $j, k \in \mathbb{Z}$, образуют жесткий фрейм для $L^2(\mathbb{R})$ в силу предложения 6.2.3. Более того, поскольку нулями m_0 на $[-\pi, \pi]$ являются лишь $\xi = \pm \frac{7\pi}{9}$, $\pm\pi$, то $m_0^\#(\xi) = 0$ лишь для $\xi = \pm\pi$, $-\frac{5\pi}{9}$ или $-\frac{7\pi}{9}$. Следовательно, $|m_0^\#(\xi)| \geq C > 0$ для $|\xi| \leq \frac{\pi}{3}$, а $\psi_{j,k}^\#$ образуют ортонормированный базис вейвлетов в си-

Таблица 6.4. Коэффициенты низкочастотного фильтра, соответствующие масштабирующей функции на рис. 6.7.

n	h_n
0	-0.0802861503271
1	-0.0243085969067
2	0.362806341592
3	0.550576616156
4	0.229036357075
5	-0.0644368523121
6	-0.0115565483406
7	0.0381688330633

лу следствия 6.3.2. Рисунок 6.8 изображает $|m_0^\#(\xi)|$, $|\hat{\varphi}^\#(\xi)|$ и $|\hat{\psi}^\#(\xi)|$.

Ясно, что $\int_0^\infty d\xi |\hat{\psi}^\#(\xi)|^2$ много больше, чем $\int_{-\infty}^0 d\xi |\hat{\psi}^\#(\xi)|^2$. Заметим, что

часть $\hat{\psi}^\#(\xi)$ с отрицательными частотами более приближена к началу, чем часть с положительными частотами, как требуется в необходимом

условии $\int_0^\infty d\xi |\xi|^{-1} |\hat{\psi}^\#(\xi)|^2 = \int_{-\infty}^0 d\xi |\xi|^{-1} |\hat{\psi}^\#(\xi)|^2$ (см. § 3.4). В [35] Коэн

указал на существование такой «асимметричной» $\hat{\psi}$. На самом деле для любого $\varepsilon > 0$ можно найти такой ортонормированный базис вейвлетов,

что $\int_{-\infty}^0 d\xi |\hat{\psi}^\#(\xi)|^2 < \varepsilon$.

6.5. Каскадный алгоритм: связь с уточняющими схемами и схемами последовательного деления

Как можно ожидать от рисунков из § 6.4, не существует аналитических формул для построенных здесь $\varphi(x)$, $\psi(x)$ с компактными носителями (исключение составляет случай Хаара). Тем не менее, если φ непрерывна, для заданного x мы можем вычислить $\varphi(x)$ с какой угодно точностью. У нас имеется также быстрый алгоритм для построения графика φ .⁸ Посмотрим, как он работает.

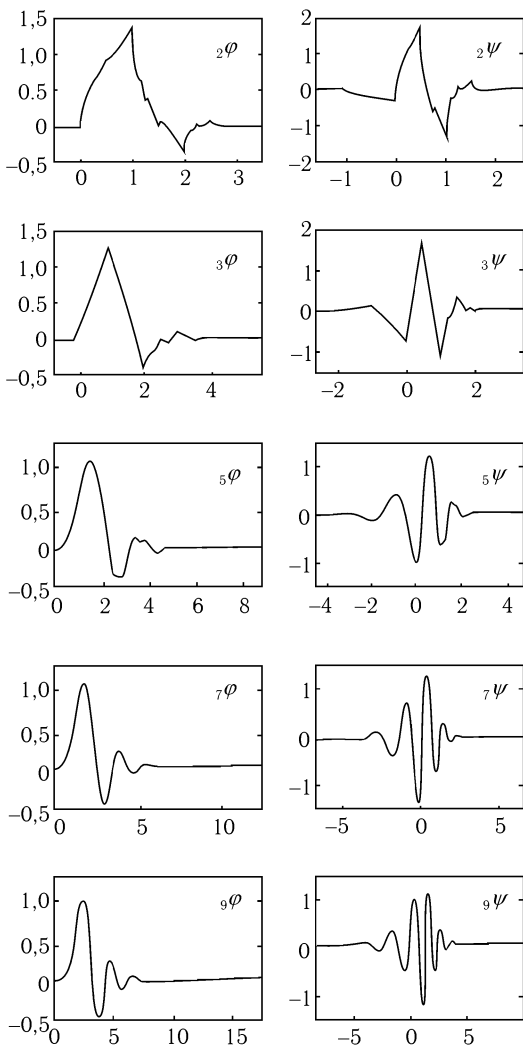


Рис. 6.3. Графики масштабирующих функций ${}_N\varphi$ и вейвлетов ${}_N\psi$ для вейвлетов с компактными носителями, имеющих максимальное число нулевых моментов для данной ширины носителя, и экстремальной фазой, $N = 2, 3, 5, 7$ и 9

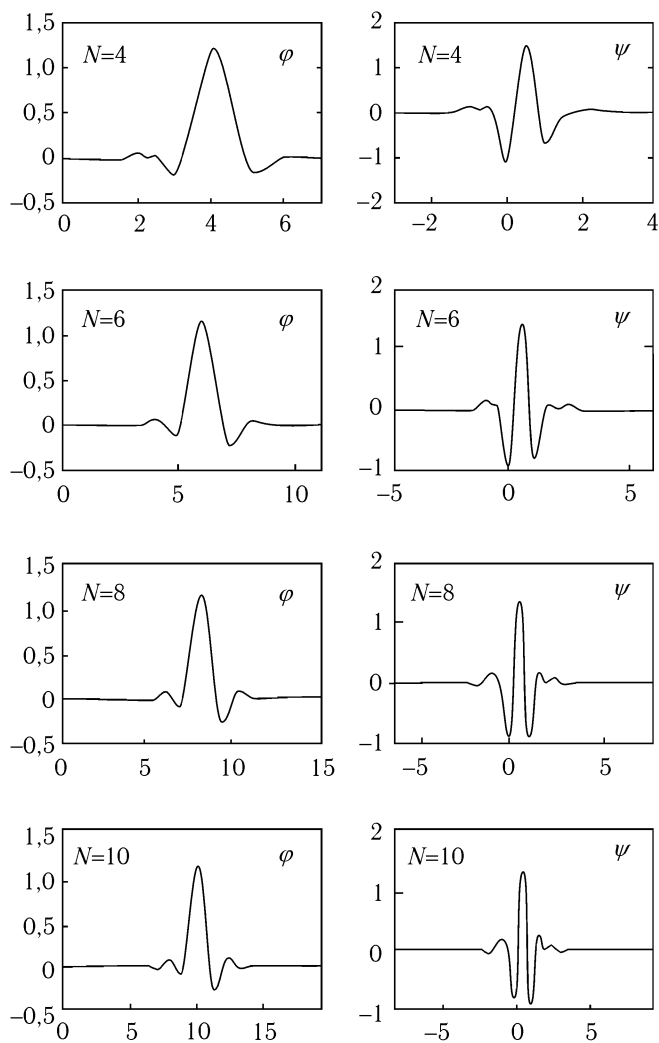


Рис. 6.4. Графики масштабирующей функции φ и вейвлетов ψ для «наименее асимметричных» вейвлетов с компактными носителями, имеющих максимальное число нулевых моментов, $N = 4, 6, 8$ и 10

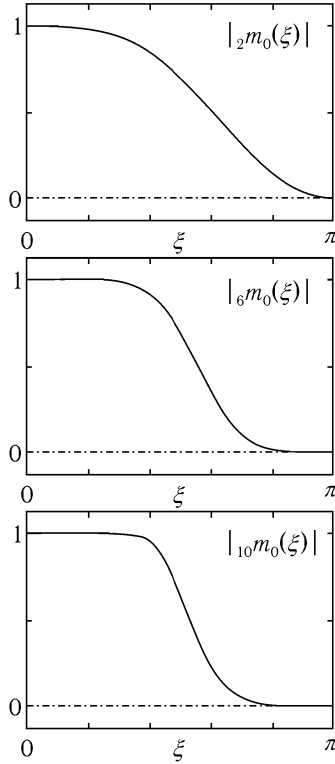


Рис. 6.5. Функция $|m_0(\xi)|$ для $N = 2, 6$ и 10 , соответствующая фильтрам из таблицы 6.1 или 6.3

Прежде всего, так как φ имеет компактный носитель и $\varphi \in L^1(\mathbb{R})$, причем $\int dx \varphi(x) = 1$, мы имеем

Предложение 6.5.1. *Если f — непрерывная функция на $\mathbb{R}$, то для всех $x \in \mathbb{R}$*

$$\lim_{j \rightarrow \infty} 2^j \int dy f(x+y) \overline{\varphi(2^j y)} = f(x). \quad (6.5.1)$$

Если f — равномерно непрерывна, то такая поточечная сходимость является и равномерной. Если f — непрерывна по Гёльдеру с показате-

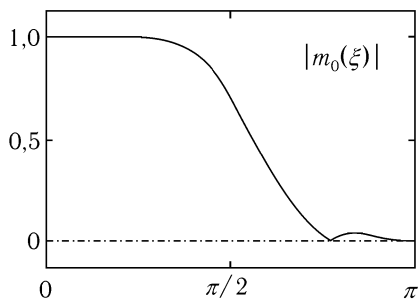


Рис. 6.6. График $|m_0(\xi)|$ для фильтра с 8 отводами, соответствующий $N = 2$ и $m_0(7\pi/9) = 0$

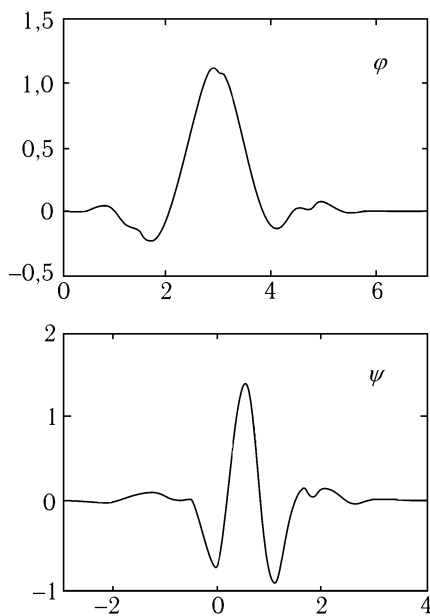


Рис. 6.7. «Наименее асимметричные» масштабирующая функция φ и вейвлет ψ , соответствующие $|m_0|$ с рис. 6.6

лем α ,

$$|f(x) - f(y)| \leq C|x - y|^\alpha,$$

то имеем экспоненциальную сходимость по j :

$$|f(x) - 2^j \int dy f(x+y) \overline{\varphi(2^j y)}| \leq C 2^{-j\alpha}. \quad (6.5.2)$$

Доказательство.

Все утверждения следуют из факта, что $2^j \varphi(2^j \cdot)$ является «приблизительно» δ -функцией при j , стремящимся к ∞ . Более точно,

$$\begin{aligned} & \left| f(x) - 2^j \int dy f(x+y) \overline{\varphi(2^j y)} \right| = \left| 2^j \int dy [f(x) - f(x+y)] \overline{\varphi(2^j y)} \right| = \\ & = \left| \int dz [f(x) - f(x+2^{-j}z)] \overline{\varphi(z)} \right| \leq \|\varphi\|_{L^1} \cdot \sup_{|u| \leq 2^{-j}R} |f(x) - f(x+u)| \end{aligned}$$

(предполагается, что $\text{supp } \varphi \subset [-R, R]$). Если f — непрерывна, то выражение можно сделать произвольно малым, выбрав j достаточно большим. Если f — равномерно непрерывна, то выбор j не зависит от x , и сходимость является равномерной. Если f непрерывна по Гёльдеру, то (6.5.2) получается немедленно. ■

Теперь предположим, что сама φ является непрерывной или даже непрерывной по Гёльдеру с показателем α . (В следующей главе мы рассмотрим много способов вычисления показателя для φ .) Возьмем любое диадическое рациональное x , $x = 2^{-J}K$. Тогда предложение 6.5.1 говорит о том, что

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \lim_{j \rightarrow \infty} 2^j \int dy \varphi(2^{-J}K + y) \overline{\varphi(2^j y)} = \\ &= \lim_{j \rightarrow \infty} 2^{j/2} \int dz \varphi(z) \overline{\varphi_{-j, 2^{j-J}K}(z)} = \lim_{j \rightarrow \infty} 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, 2^{j-J}K} \rangle. \end{aligned}$$

Более того, для j , больших некоторого j_0 ,

$$|\varphi(2^{-J}K) - 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, 2^{j-J}K} \rangle| \leq C 2^{-j\alpha}, \quad (6.5.3)$$

где C, j_0 зависят от J или K . Если $2^{j-J}K$ — целое, что автоматически выполняется, если $j \geq J$, то скалярные произведения $\langle \varphi, \varphi_{-j, 2^{j-J}K} \rangle$ легко вычисляются. В предположении, что $\varphi_{0,n}$ ортонормированы (это можно проверить с помощью одного из необходимых и достаточных

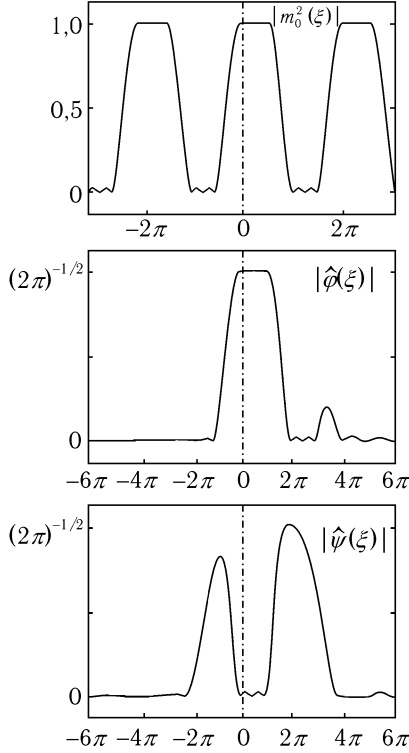


Рис. 6.8. Графики $|m_0|$, $|\hat{\varphi}|$ и $|\hat{\psi}|$ для ортонормированного базиса вейвлетов, где $\hat{\psi}$ концентрируется в основном в области положительных частот

условий для m_0 , данных в теореме 6.3.5), φ является единственной функцией f , характеризующейся с помощью

$$\langle f, \varphi_{0,n} \rangle = \delta_{0,n}, \quad (6.5.4)$$

$$\langle f, \psi_{-j,k} \rangle = 0 \text{ при } j > 0, k \in \mathbb{Z}. \quad (6.5.5)$$

Мы можем использовать это в качестве входных данных для алгоритма восстановления субполосной фильтрации, связанного с m_0 (см. § 5.6). Более детально: мы начинаем с низкочастотной последовательности $c_n^0 = \delta_{0,n}$ и высокочастотной последовательности $d_n^0 = 0$ и «запуска-

ем машину», чтобы получить

$$c_n^{-1} = \sum_k h_{n-2k} c_k^0. \quad (6.5.6)$$

Затем используем $d_n^{-1} = 0$, чтобы после очередного запуска получить

$$c_m^{-2} = \sum_n h_{m-2n} c_n^{-1}, \quad (6.5.7)$$

и т. д. На каждом шаге c_n^{-j} равняются $\langle \varphi, \varphi_{-j, n} \rangle$. Вместе с (6.5.3) это означает, что мы имеем экспоненциально сходящийся алгоритм для вычисления значений φ в диадических рациональных точках. Мы можем проинтерполировать эти значения и, таким образом, получить последовательность функций η_j , аппроксимирующих φ .⁹ Мы можем, например, определить $\eta_j^0(x)$ как кусочно-постоянную на интервалах $[2^{-j}(n-1/2), 2^{-j}(n+1/2)[$, $n \in \mathbb{Z}$, функцию, такую, что $\eta_j^0(2^{-j}k) = 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, k} \rangle$. Другой возможностью является $\eta_j^1(x)$, кусочно-линейная на $[2^{-j}n, 2^{-j}(n+1)]$, $n \in \mathbb{Z}$, такая, что $\eta_j^1(2^{-j}k) = 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, k} \rangle$.

Для обоих случаев имеем следующее предложение.

Предложение 6.5.2. *Если φ непрерывна по Гёльдеру с показателем α , то существуют такие $C > 0$ и $j_0 \in \mathbb{N}$, что при $j \geq j_0$*

$$\|\varphi - \eta_j^0\|_{L^\infty} \leq C 2^{-\alpha j}, \quad \|\varphi - \eta_j^1\|_{L^\infty} \leq C 2^{-\alpha j}. \quad (6.5.8)$$

Доказательство.

Возьмем любое $x \in \mathbb{R}$. Для некоторого j выберем n так, чтобы $2^{-j}n \leq x < 2^{-j}(n+1)$. По определению $\eta_j^\varepsilon(x)$, $\varepsilon = 0$ или 1, обязательно является выпуклой линейной комбинацией функций $2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, n} \rangle$ и $2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, n+1} \rangle$. С другой стороны, если j больше некоторого j_0 , то

$$\begin{aligned} |\varphi(x) - 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, n} \rangle| &\leq |\varphi(x) - \varphi(2^{-j}n)| + |\varphi(2^{-j}n) - 2^{j/2} \langle \varphi, \varphi_{-j, n} \rangle| \leq \\ &\leq C|x - 2^{-j}n|^\alpha + C 2^{-j\alpha} \leq C 2^{-j\alpha}. \end{aligned}$$

То же верно, если мы заменим n на $n+1$. Следовательно, подобная оценка верна для любой выпуклой комбинации, или $|\varphi(x) - \eta_j^\varepsilon(x)| \leq C 2^{-j\alpha}$. Здесь C можно выбрать не зависящей от x , так что выполняется (6.5.8). ■

Тогда нашим быстрым алгоритмом для вычисления приближенных значений $\varphi(x)$ с произвольно высокой точностью является следующее:

1. Начинаем с последовательности $\dots 0 \dots 010 \dots 0 \dots$, представляющей $\eta_0^\varepsilon(n)$, $n \in \mathbb{Z}$.

2. Вычисляем $\eta_j^\varepsilon(2^{-j}n)$, $n \in \mathbb{Z}$, «запуская машину», как это делается в (6.5.7). На каждом шаге такого каскада вычисляется вдвое больше значений: значения в «четных точках» $2^{-j}(2k)$ вычисляются по значениям на предыдущем шаге:

$$\eta_j^\varepsilon(2^{-j}2k) = \sqrt{2} \sum_l h_{2(k-l)} \eta_{j-1}^\varepsilon(2^{-j+1}l), \quad (6.5.9)$$

значения в «нечетных точках» $2^{-j}(2k+1)$ вычисляются в первый раз:

$$\eta_j^\varepsilon(2^{-j}(2k+1)) = \sqrt{2} \sum_l h_{2(k-l)+1} \eta_{j-1}^\varepsilon(2^{-j+1}l). \quad (6.5.10)$$

Формулы (6.5.9) и (6.5.10) можно рассматривать как свертку.

3. Интерполируем $\eta_j^\varepsilon(2^{-j}n)$ (кусочно-постоянным образом, если $\varepsilon = 0$, кусочно-линейным, если $\varepsilon = 1$) для получения $\eta_j^\varepsilon(x)$ в недиадических x .

В работе Добеши и Лагариса [59] этот алгоритм был назван *каскадным алгоритмом*, при этом они выбрали $\varepsilon = 1$. В [53] Добеши выбрала $\varepsilon = 0$.¹⁰ Все графики для φ, ψ из § 6.4 и более поздних глав на самом деле являются графиками η_j^1 , где $j = 7$ или 8. При данном разрешении этих рисунков разница между φ и η_j^1 незаметна. Особенно привлекательным свойством каскадного алгоритма является возможность рассмотреть «в увеличительное стекло» отдельные особенности φ . Предположим, что мы уже вычислили все $\eta_5^\varepsilon(2^{-5}n)$, но хотели бы рассмотреть с лучшим разрешением увеличенное изображение φ на интервале $\left[\frac{15}{16}, \frac{17}{16}\right]$ с центром в 1. Мы могли бы сделать это, вычислив все $\eta_J^\varepsilon(2^{-J}n)$ для очень большого J , а затем изобразив $\eta_J^\varepsilon(x)$ лишь на очень маленьком интересующем нас интервале, соответствующем $2^{J-4} \cdot 15 \leq n \leq 2^{J-4} \cdot 17$. Но нам не нужно этого делать: ввиду «локального» характера (6.5.9), (6.5.10) достаточно сделать намного меньше вычислений. Предположим $h_n = 0$ для $n < 0$, $n > 3$. При вычислении $\eta_J^\varepsilon(2^{-J}n)$ используются лишь те $\eta_{j-1}^\varepsilon(2^{-j+1}k)$, для которых $(n-3)/2 \leq k \leq n/2$. При их вычислении, в свою очередь, используется лишь $\eta_{j-2}^\varepsilon(2^{-j+2}l)$, где $(k-3)/2 \leq l \leq k/2$

или $n/4 - 3/2 - 3/4 \leq l \leq n/4$. Возвращаясь назад к $j = J - 4$, мы видим, что для вычисления η_9^ε на $\left[\frac{15}{16}, \frac{17}{16}\right]$ нам нужны лишь $\eta_5^\varepsilon(2^{-5}m)$ для $28 \leq m \leq 34$. Таким образом, мы можем начать каскад с последовательности $\dots 0 \dots 010 \dots 0 \dots$, пройти пять шагов, выбрать семь значений $\eta_5^\varepsilon(2^{-5}m)$, $28 \leq m \leq 34$, использовать лишь их в качестве входных значений нового каскада с четырьмя шагами и закончить рисунком η_9^ε на $\left[\frac{15}{16}, \frac{17}{16}\right]$. Для больших увеличений на даже еще меньших интервалах просто повторяем процесс. Графики в главе 7 были вычислены таким образом.¹¹

В рассуждениях, приводящих к каскадному алгоритму, неявно использовалась ортонормированность $\psi_{j,k}$ или, что то же (см. §§ 6.2, 6.3), ортонормированность $\varphi_{0,n}$. Мы характеризовали φ как единственную функцию, удовлетворяющую (6.5.4), (6.5.5). Каскадный алгоритм можно рассматривать и по-другому, без акцента на ортонормированность, как частный случай стационарной схемы последовательного деления (subdivision scheme) или уточняющей схемы (refinement scheme).

Уточняющие схемы используются в компьютерной графике для построения кривых или поверхностей, проходящих через дискретное, часто довольно разреженное множество точек или вблизи него. Прекрасным обзором является работа Каваретты, Дамена и Мичелли [29]. В этом коротком обсуждении мы ограничимся одномерными схемами последовательного деления.¹² Предположим, что мы хотим, чтобы кривая $y = f(x)$ принимала заданные значения $f(n) = f_n$. Можно просто построить кусочно-линейный график, проходящий через точки (n, f_n) . Для всех n на этом графике выполняется соотношение

$$f\left(\frac{2n+1}{2}\right) = \frac{1}{2}f(n) + \frac{1}{2}f(n+1), \quad (6.5.11)$$

что является быстрым методом вычисления f в полужелтых точках. Значения f в четвертинках вычисляются аналогично,

$$f\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4}\right) = \frac{1}{2}f\left(\frac{n}{2}\right) + \frac{1}{2}f\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{2}\right), \quad (6.5.12)$$

и так далее для $\mathbb{Z}/4 + \mathbb{Z}/8, \dots$. Это дает быстрый алгоритм для вычисления f во всех диадических рациональных точках. При выборе интерполяции, более гладкой, чем интерполяция кусочно-линейными сплайнами (квадратичными, кубическими или даже сплайнами более высокого порядка), формулы для вычисления $f(2^{-j}n + 2^{-j-1})$ по $f(2^{-j}k)$,

аналогичные (6.5.9), (6.5.10), содержали бы бесконечное число членов. Можно выбрать более гладкую, в сравнении с линейными сплайнами, аппроксимацию с интерполяционными формулами типа

$$f(2^{-j}n + 2^{-j-1}) = \sum_k a_k f(2^{-j}(n - k)), \quad (6.5.13)$$

содержащими конечное число ненулевых a_k . Полученные кривые больше не являются сплайнами, например

$$\begin{aligned} f(2^{-j}n + 2^{-j-1}) = & -\frac{1}{16}[f(2^{-j}(n - 1)) + \\ & + f(2^{-j}(n + 2))] + \frac{9}{16}[f(2^{-j}n) + f(2^{-j}(n + 1))]. \end{aligned} \quad (6.5.14)$$

Этот пример был подробно изучен Дюбуком в [70], Дин, Грегори, Левиным в [74] и обобщен, например, Делорье и Дюбуком в [67], Дин и Левиным в [73]. Он приводит к f почти из C^2 . (Подробнее о методах определения регулярности f говорится в главе 7.) Формула (6.5.14) описывает интерполяционную уточняющую схему, в которой на каждом шаге вычисления значения, найденные ранее, не изменяются, и лишь значения в промежуточных точках подлежат вычислению. Можно также рассмотреть схемы, в которых значения, определенные на предыдущем шаге, в дальнейшем «уточняются», соответствуя более общей уточняющей схеме типа

$$f_{j+1}(2^{-j-1}n) = \sum_k w_{n-2k} f_j(2^{-j}k). \quad (6.5.15)$$

Формула (6.5.15) на самом деле соответствует двум схемам свертки (с двумя *масками*, если использовать терминологию литературы об уточнении):

$$f_{j+1}(2^{-j}n) = \sum_k w_{2(n-k)} f_j(2^{-j}k) \quad (6.5.16)$$

(уточнение уже вычисленных величин) и

$$f_{j+1}(2^{-j}n + 2^{-j-1}) = \sum_k w_{2(n-k)+1} f_j(2^{-j}k) \quad (6.5.17)$$

(вычисление значений в новых промежуточных точках). В разумной уточняющей схеме при стремлении j к ∞ функции f_j сходятся к непрерывной (или более гладкой; см. главу 7) функции f_∞ . Заметим, что

(6.5.15) определяет f_j лишь на дискретном множестве $2^{-j}\mathbb{Z}$. Точным утверждением «сходимости» f_j к непрерывной функции f_∞ является

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \left\{ \sup_{j \geq 0, k \in \mathbb{Z}} |f_\infty^\lambda(2^{-m}2^{-j}k) - f_{m+j}^\lambda(2^{-m-j}k)| \right\} = 0, \quad (6.5.18)$$

где верхний индекс λ обозначает начальные данные, $f_0^\lambda(n) = \lambda_n$. Говорят, что уточняющая схема сходится, если (6.5.18) выполняется для всех $\lambda \in l^\infty(\mathbb{Z})$; см. Каваретта, Дамен, Мичелли [29]. (Можно также переформулировать (6.5.18), вводя непрерывные функции f_j , интерполирующие $f_j(2^{-j}k)$; см. ниже.) Если $w_{2k} = \delta_{k,0}$, общая уточняющая схема является интерполяционной схемой, приводящей к $f_{j+l}(2^{-j}n) = f_j(2^{-j}n)$.

В обоих случаях для общей уточняющей схемы или более ограничительной интерполяционной схемы легко видеть, что линейность процедуры предполагает определение предельной функции f_∞ (которую мы предполагаем непрерывной¹³) с помощью

$$f_\infty(x) = \sum_n f_0(n) F(x - n), \quad (6.5.19)$$

где $F = F_\infty$ является «фундаментальным решением», полученным по той же уточняющей схеме из начальных данных $F_0(n) = \delta_{n,0}$ для некоторого специального функционального уравнения. Для получения этого уравнения мы вначале введем функции $f_j(x)$, интерполирующие дискретные $f_j(2^{-j}k)$:

$$f_j(x) = \sum_k f_j(2^{-j}k) \omega(2^j x - k), \quad (6.5.20)$$

где ω является «разумной»¹⁴ функцией, для которой $\omega(n) = \delta_{n,0}$. Две очевидные возможности для нее: $\omega(x) = 1$ при $-\frac{1}{2} \leq x < \frac{1}{2}$, 0 в противном случае, или $\omega(x) = 1 - |x|$ при $|x| \leq 1$, 0 в противном случае. (Это соответствует двум возможным в вышеприведенном представлении каскадного алгоритма.) Требование сходимости (6.5.18) можно переписать в виде $\|f_j^\lambda - f_\infty^\lambda\|_{L^\infty} \rightarrow 0$ при $j \rightarrow \infty$. Для нахождения фундаментального решения F_∞ начнем с $F_0(x) = \omega(x)$. Две следующие

аппроксимирующие функции F_1, F_2 удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned}
 F_1(x) &= \sum_n F_1(n/2) \omega(2x - n) \text{ (в силу (6.5.20))} \\
 &= \sum_n w_n \omega(2x - n) \text{ (используем (6.5.15) и } F_0(n) = \delta_{n,0}) \\
 &= \sum_n w_n F_0(2x - n), \quad (6.5.21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_2(x) &= \sum_n F_2(n/4) \omega(4x - n) = \\
 &= \sum_{n,k} w_{n-2k} F_1(k/2) \omega(4x - n) \text{ (используем (6.5.15))} \\
 &= \sum_k w_k \sum_l w_l \omega(4x - 2k - l) \text{ (так как } F_1(k/2) = W_k) = \sum_k w_k F_1(2x - k).
 \end{aligned}$$

При этом предполагается, что похожая формула должна выполняться для всех F_j , т. е.

$$F_j(x) = \sum_k w_k F_{j-1}(2x - k). \quad (6.5.22)$$

Индукцией показывается, что это и в самом деле выполняется:

$$\begin{aligned}
 F_{j+1}(x) &= \sum_n F_{j+1}(2^{-j-1}n) \omega(2^{j+1}x - n) = \\
 &= \sum_{n,k} w_{n-2k} F_j(2^{-j}k) \omega(2^{j+1}x - n) = \\
 &= \sum_{n,k,l} w_{n-2k} w_l F_{j-1}(2^{-j+1}k - l) \omega(2^{j+1}x - n) = \\
 &= \sum_l w_l \sum_{m,n} F_{j-1}(2^{-j+1}m) w_{n-2m-2jl} \omega(2^{j+1}x - n) = \\
 &= \sum_l w_l \sum_{m,r} F_{j-1}(2^{-j+1}m) w_{r-2m} \omega(2^{j+1}x - 2^j l - r) = \\
 &= \sum_l w_l \sum_m F_j(2^{-j}r) \omega(2^j(2x - l) - r) \text{ (в силу (6.5.15))} \\
 &= \sum_l w_l F_j(2x - l) \text{ (в силу (6.5.20)).}
 \end{aligned}$$

Так как $F = F_\infty = \lim_{j \rightarrow \infty} F_j$, то из (6.5.22) следует, что для фундаментального решения F выполняется уравнение

$$F(x) = \sum_k w_k F(2x - k). \quad (6.5.23)$$

Теперь понятно, какое место занимают наши масштабирующие функции φ и каскадный алгоритм в уточняющих схемах: с одной стороны, φ удовлетворяет уравнению вида (6.5.23) (в основном, как следствие требования кратномасштабности $V_0 \subset V_{-1}$), а с другой стороны, каскадный алгоритм в точности соответствует (6.5.15), (6.5.20). Ортонормированность в отмеченных рамках кратномасштабности несколько облегчала нашу жизнь при доказательстве предложения 6.5.2, но похожие результаты могут быть доказаны для уточняющих схем и без привлечения ортонормированности $F(x - n)$. Приведем некоторые основные результаты для уточняющих схем.

- Если уточняющая схема (6.5.15) сходится, то $\sum_n w_{2n} = \sum_n w_{2n+1} = 1$, и соответствующее функциональное уравнение (6.5.23) допускает единственное непрерывное решение с компактным носителем (с точностью до нормировки).

- Если (6.5.23) допускает непрерывное решение F с компактным носителем и если $F(x - n)$ независимы (т. е. отображение $l^\infty(\mathbb{Z}) \ni \lambda \mapsto \sum_n \lambda_n F(x - n)$ является взаимно однозначным¹⁵), то алгоритм последовательного деления сходится.

Для доказательства этого и многих других результатов мы рекомендуем работу Каваретты, Дамена, Мичелли [29] и цитируемую там литературу. Заметим, что условие $\sum_n w_{2n} = \sum_n w_{2n+1} = 1$ в точности соответствует требованиям $m_0(0) = 1$, $m_0(\pi) = 0$.

В каком-то смысле конструкции масштабирующих функций и вейвлетов с компактными носителями можно рассматривать как частные случаи уточняющих схем. Однако, как мне кажется, есть разница в акцентах. Общая уточняющая схема связана с кратномасштабными пространствами V_j , порожденными $F(2^{-j}x - n)$, но обычно в них совсем не уделяется внимания пространствам, дополняющим V_j до V_{j-1} . Уточнение последовательности данных точек за j шагов соответствует нахождению функции из V_{-j} . Ее проекция на V_0 , заданная двойственной уточняющей схемой (обычно проекция не ортонормированная),

соответствует заданной последовательности. В V_{-j} много таких функций, соответствующих одной и той же последовательности данных, но уточняющая схема выбирает «минимальную». Изучение остальных не минимальных решений из V_{-j} не представляет интереса, как и то, чем они отличаются от единственного уточняющего решения. И это является естественным: в уточняющих схемах предполагается построение более «сложных» структур по более простым (они переходят из V_0 в V_{-j}). В противоположность этому, в вейвлет-анализе *произвольный* элемент из V_{-j} раскладывается по элементам из V_0 и его дополнения. Абсолютно необходимо подчеркнуть важность всех дополнений $W_l = V_{l-1} \ominus V_l$ и существования быстрых алгоритмов для вычисления коэффициентов в этих пространствах. Именно здесь появляются вейвлеты, для которых, как правило, нет аналогов в общих уточняющих схемах.

Существует другая удивительная связь между базисами ортонормированных вейвлетов с компактными носителями и уточняющими схемами: маски, связанные с ортонормированным базисом вейвлетов, всегда являются «квадратными корнями» маски некоторой интерполяционной схемы. Более точно, определим $M_0(\xi) = |m_0(\xi)|^2 = \frac{1}{2} \sum_n w_n e^{-in\xi}$, т.е. $w_n = \sum_k \overline{h_k} h_{k+n}$. Тогда w_n являются коэффициентами маски для интерполяционной уточняющей схемы, поскольку $w_{2n} = \sum_k \overline{h_k} h_{k+2n} = \delta_{n,0}$ (см. (5.1.39)). В частности, как замечено Шенсой в [162], интерполяционные уточняющие схемы, полученные выбором $R \equiv 0$ в (6.1.11), являются так называемыми интерполяционными схемами Лагранжа, подробно изученными Делорье и Дюбуком в [67],¹⁶ примером которых является (6.5.14).

Заметим, что (за исключением случая Хаара) конечный ортонормированный вейвлет-фильтр m_0 не может быть также и интерполяционным фильтром: ортонормированность предполагает $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$, в то время как условие интерполяции эквивалентно $h_{2n} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{n,0}$ или $m_0(\xi) + m_0(\xi + \pi) = 1$. Если выполняются оба условия, то

$$1 = |m_0(\xi)|^2 + |1 - m_0(\xi)|^2$$

или

$$\sum_n h_n \overline{h_{k+n}} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\overline{h_k} + h_{-k}]. \quad (6.5.24)$$

Допустим, что $h_n \equiv 0$ для $n < N_1$, $n > N_2$, и $h_{N_1} \neq 0 \neq h_{N_2}$. Тогда (6.5.24) уже предполагает, что либо $N_1 = 0$, либо $N_2 = 0$. Пусть $N_1 = 0$

(случай $N_2 = 0$ аналогичен); N_2 обязательно нечетное, $N_2 = 2L + 1$. Возьмем $k = 2L$ в (6.5.24). Тогда

$$h_0 \overline{h_{2L}} + h_1 \overline{h_{2L+1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{h_{2L}}.$$

Поскольку $h_0 = 2^{-1/2}$ и $h_{2L+1} \neq 0$, то $h_1 = 0$. Аналогично $k = 2L - 2$ приводит к

$$h_0 \overline{h_{2L-2}} + h_1 \overline{h_{2L-1}} + h_2 \overline{h_{2L}} + h_3 \overline{h_{2L+1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{h_{2L-2}},$$

что вместе с $h_1 = 0$, $h_{2n} = 2^{-1/2} \delta_{n,0}$ приводит к $h_3 = 0$. В конечном итоге лишь h_0 и h_{2L+1} являются ненулевыми, и оба равняются $1/\sqrt{2}$, так что маска является «вытянутой» маской Хаара. Тогда ортонормированность $\varphi_{0,n}$ дает $L = 0$ или $m_0(\xi) = \frac{1}{2}(1 + e^{-i\xi})$, т.е. базис Хаара. Если убрать ограничение, что m_0 является тригонометрическим полиномом, т.е. что φ , ψ могут иметь носителем всю вещественную ось, то условия $m_0(\xi) + m_0(\xi + \pi) = 1$ и $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$ могут выполняться одновременно для нетривиального m_0 . Примеры можно найти у Евангелисты в [77] или у Лемарье, Малгуйреса в [127].

Примечания

1. Функция $\varphi \in L^2(\mathbb{R})$ с компактным носителем автоматически принадлежит $L^1(\mathbb{R})$. Тогда из замечания 5 в конце § 5.3 следует, что $m_0(0) = 1$, $m_0(\pi) = 0$, т.е. m_0 имеет в точке π нуль кратности по крайней мере 1.

2. В работе Добеши [53] решения P для (6.1.7) находятся с использованием двух лемм из комбинаторики. На данный, более естественный подход с использованием теоремы Безу мне указал И. Мейер.

3. Эта формула для P_N получена Херманом в [96], где были построены максимально плоские фильтры (однако без каких-либо хороших схем восстановления).

4. Сходимость также выполняется и для бесконечного числа ненулевых h_n , если они убывают достаточно быстро, так что $\sum |h_n| (1 + |n|)^\varepsilon < \infty$ для некоторого $\varepsilon > 0$. В этом случае $|\sin n\zeta| \leq |n\zeta|^{\min(1, \varepsilon)}$ приводит к подобной оценке.

5. Здесь мы используем классическую формулу

$$\frac{\sin x}{x} = \prod_{j=1}^{\infty} \cos(2^{-j}x).$$

Используя соотношение $\sin 2\alpha = 2 \cos \alpha \sin \alpha$, легко написать

$$\prod_{j=1}^J \cos(2^{-j}x) = \prod_{j=1}^J \frac{\sin(2^{-j+1}x)}{2 \sin(2^{-j}x)} = \frac{\sin x}{2^J \sin(2^{-J}x)},$$

что стремится к $\frac{\sin x}{x}$ при $J \rightarrow \infty$. В [108] Кац приписывает эту формулу Виету и использует ее как отправную точку для восхитительного трактата по статистической независимости.

6. Это верно в общем, если m_0 удовлетворяет (6.1.1), а φ , определенная с помощью (6.2.2), порождает неортонормированное семейство сдвигов $\varphi_{0,n}$, тогда обязательно выполняется $\sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2 = 0$ для некоторого ξ . (См. Коэн [36].)

7. Условие $\int dx \psi(x) \psi(x - k) = \delta_{k,0}$ может выглядеть сильнее, чем $\|\psi\| = 1$, но т.к. $\psi_{j,k}$ образуют жесткий фрейм с постоянной, равной 1, эти условия по предложению 3.2.1 эквивалентны.

8. Поскольку $\psi(x)$ является конечной линейной комбинацией сдвигов $\varphi(2x)$, быстрые алгоритмы для изображений φ также ведут к быстрым изображениям ψ . При изложении этой части мы ограничивались лишь рассмотрением φ .

9. Если φ не непрерывна, то η_j по-прежнему сходятся к φ в L^2 (см. § 6.3). Более того, они сходятся к φ поточечно в каждой точке, где φ непрерывна.

10. Выбор $\varepsilon = 1$ использовался в доказательстве предложения 3.3 из работы Добеши [53], так как $\widehat{\eta}_j^1$, в отличие от $\widehat{\eta}_j^0$, являются абсолютно интегрируемыми. На самом деле, в работе Добеши [53] вначале доказывается сходимость η_j^ε к φ (с привлечением некоторых технических условий), а затем из этой сходимости выводится ортонормированность $\varphi_{0,n}$.

11. Заметим, что существует много других процедур получения графиков вейвлетов. Вместо уточняющего каскада можно начать с $\varphi(n)$, а затем вычислить $\varphi(2^{-j}k)$ непосредственно из $\varphi(x) = \sqrt{2} \sum_n h_n \varphi(2x - n)$. (На самом деле, если φ не является непрерывной, каскадный алгоритм может расходиться, в то время как такое

непосредственное использование масштабирующего уравнения с подходящим выбором $\varphi(n)$ по-прежнему сходится. Я хотела поблагодарить Вима Свелденса за это замечание.) Такое непосредственное вычисление можно провести с помощью древовидной процедуры. В рамках динамических систем Бергер и Ванг развили другой подход, который приводит к более быстрым графикам без использования дерева (см. работу Бергера [22]). Свойство «увеличительного стекла» при этом теряется.

12. Многие эксперты по уточняющим схемам находят многомерный случай гораздо более интересным.

13. Это не является самым общим случаем! Мы лишь предположили, что для таких w_k существует непрерывный предел. Это влечет $\sum w_{2n} = \sum w_{2n+1} = 1$.

14. Например, в этом месте была бы «разумной» любая ω с компактным носителем, имеющая ограниченную вариацию.

15. Следующая вытянутая функция Хаара показывает, что $F(x - n)$ могут не быть независимыми. Возьмем $w_0 = w_2 = 1$, все остальные $w_n = 0$. Тогда (с точностью до нормировки) решением (6.5.23) будет $F(x) = 1$ для $0 \leq x < 2$, 0 в противном случае. Тогда l^∞ -последовательность λ , определенная с помощью $\lambda_n = (-1)^n$, приводит к $\sum_n \lambda_n F(x - n) = 0$ п. в.

16. Это не совпадение. Если зафиксировать длину симметричного фильтра $M_0 = |m_0|^2$, то выбор $R \equiv 0$ означает делимость M_0 с помощью $(1 + \cos \xi)$ с наибольшей из возможных кратностей, совместимых с его длиной и ограничением $M_0(\xi) + M_0(\xi + \pi) = 1$. С другой стороны, уточняющие схемы Лагранжа порядка $2N - 1$ являются интерполяционными схемами с самой короткой длиной, точно воспроизводящими все полиномы порядка $2N - 1$ (или ниже) по их целым значениям. В терминах фильтра $W(\xi) = \frac{1}{2} \sum_n w_n e^{in\xi}$ это означает, что

$$W(\xi) + W(\xi + \pi) = 1 \quad (\text{интерполяционный фильтр: } w_{2n} = \delta_{n,0})$$

и

$$W(\xi) = 1 + O(\xi^{2N}) = 1 + O((1 - \cos \xi)^N)$$

(см. Каваретта, Дамен, Мичелли [29] или главу 8). Два требования вместе означают, что $W(\xi + \pi)$ имеет нуль порядка $2N$ в $\xi = 0$, т. е. $W(\xi + \pi)$ делится на $(1 - \cos \xi)^N$. Следовательно, $W(\xi)$ делится на $(1 + \cos \xi)^N$. Отсюда $W = M_0$.

ГЛАВА 7

Более подробно о регулярности вейвлетов с компактными носителями

Регулярность вейвлетов Мейера или Батла–Лемарье легко оценить: вейвлет Мейера имеет компактное преобразование Фурье, так что он принадлежит C^∞ , вейвлеты Батла–Лемарье являются сплайнами, более точно, кусочно-постоянными полиномами степени k , имеющими $(k - 1)$ непрерывную производную в узлах. Регулярность ортонормированных вейвлетов с компактными носителями определить труднее. Обычно они имеют нецелый показатель Гёльдера, более того, в некоторых точках они более регулярны, чем в других, что иллюстрируется рисунком 6.3. В этой главе представлен разработанный в течение нескольких последних лет инструментарий для изучения регулярности таких вейвлетов. Все способы опираются на тот факт, что

$$\varphi(x) = \sum c_n \varphi(2x - n), \quad (7.0.1)$$

где лишь конечное число c_n не равняются нулю. Тогда вейвлет ψ , как конечная комбинация $\varphi(2x)$, наследует те же свойства регулярности. Следовательно, предложенные в этой главе методы относятся не только к вейвлетам. Они также применяются в схемах последовательного деления (см. § 6.5). На самом деле некоторые из обсуждаемых здесь методов были разработаны для схем последовательного деления, а не для вейвлетов.

Способы разбиваются на две группы: доказывающие убывание преобразования Фурье $\widehat{\varphi}$ и работающие непосредственно с φ . Мы проиллюстрируем работу каждого метода, применяя его к семейству примеров $N\varphi$, построенных в § 6.4. Оказывается, методы, базирующиеся на использовании преобразования Фурье (коротко, методы Фурье), больше подходят для асимптотических оценок (регулярность растёт с ростом N в наших примерах). Второй метод даёт более точные локальные оценки, но часто более труден в применении.

Ссылки для результатов из этой главы: Добеши [53], Коэн [36] для § 7.1.1; Коэн [36], Коэн и Конзе [37] для § 7.1.2; Коэн и Добеши [38] для § 7.1.3; Добеши и Лагарис [59], [60], Мичелли и Праутч [146], Дин и Левин [73], Риуль [158] для § 7.2; Добеши [53] для § 7.3.

7.1. Методы Фурье

Преобразование Фурье уравнения (7.0.1) задается формулой

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad (7.1.1)$$

где $m_0(\xi) = \frac{1}{2} \sum_n c_n e^{-in\xi}$ является тригонометрическим полиномом.

Как мы уже много раз видели, (7.1.1) приводит к произведению

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi), \quad (7.1.2)$$

где, как обычно, предполагается, что $m_0(0) = 1$ и $\int dx \varphi(x) = 1$. Более того, можно разложить m_0 на множители

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^N \mathcal{L}(\xi), \quad (7.1.3)$$

где $\mathcal{L}$ — тоже тригонометрический полином, и прийти к соотношению

$$\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left(\frac{1 - e^{-i\xi}}{i\xi} \right)^N \prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi). \quad (7.1.4)$$

Первый метод основывается на непосредственной оценке роста бесконечного произведения $\mathcal{L}(2^{-j}\xi)$ при $|\xi| \rightarrow \infty$.

7.1.1. Методы грубой силы

Для $\alpha = n + \beta$, $n \in \mathbb{N}$, $0 \leq \beta < 1$, через C^α определим множество n раз непрерывно дифференцируемых функций f , у которых n -я производная $f^{(n)}$ непрерывна по Гёльдеру с показателем β , т. е.

$$|f^{(n)}(x) - f^{(n)}(x+t)| \leq C |t|^\beta \quad \text{для всех } x, t.$$

Легко проверить хорошо известный факт: если выполняется

$$\int d\xi |\widehat{f}(\xi)| (1 + |\xi|)^\alpha < \infty,$$

то $f \in C^\alpha$. В частности, если $|\widehat{f}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-1-\alpha-\varepsilon}$, то $f \in C^\alpha$. Следовательно, если рост $\prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi)$ из (7.1.4) при $|\xi| \rightarrow \infty$ можно контролировать, то множитель $((1 - e^{-i\xi})/i\xi)^N$ гарантирует гладкость φ .

Лемма 7.1.1. Если $q = \sup_{\xi} |\mathcal{L}(\xi)| < 2^{N-\alpha-1}$, то $\varphi \in C^\alpha$.

Доказательство.

1. Поскольку $m_0(0) = 1$, $\mathcal{L}(0) = 1$, то $|\mathcal{L}(\xi)| \leq 1 + C|\xi|$. Следовательно,

$$\sup_{|\xi| \leq 1} \prod_{j=1}^{\infty} |\mathcal{L}(2^{-j}\xi)| \leq \sup_{|\xi| \leq 1} \prod_{j=1}^{\infty} \exp[C 2^{-j}|\xi|] \leq e^C.$$

2. Возьмем любое ξ при условии, что $|\xi| \geq 1$. Существует такое $J \geq 1$, что $2^{J-1} \leq |\xi| < 2^J$. Тогда

$$\begin{aligned} \prod_{j=1}^{\infty} |\mathcal{L}(2^{-j}\xi)| &= \prod_{j=1}^J |\mathcal{L}(2^{-j}\xi)| \prod_{j=1}^{\infty} |\mathcal{L}(2^{-j}2^{-J}\xi)| \leq \\ &\leq q^J \cdot e^C \leq C' 2^{J(N-\alpha-1-\varepsilon)} \leq C'' (1 + |\xi|)^{N-\alpha-1-\varepsilon}. \end{aligned}$$

Следовательно, $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C''' (1 + |\xi|)^{-\alpha-1-\varepsilon}$ и $\varphi \in C^\alpha$. ■

Следующая лемма показывает, как получить лучшую оценку, используя несколько $\mathcal{L}$.

Лемма 7.1.2. Определим

$$q_j = \sup_{\xi} \left| \prod_{k=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right|, \quad (7.1.5)$$

$$\mathcal{K}_j = \frac{\log q_j}{j \log 2}, \quad (7.1.6)$$

$$\mathcal{K} = \inf_{j \in \mathbb{N}} \mathcal{K}_j.$$

Тогда $\mathcal{K} = \lim_{j \rightarrow \infty} \mathcal{K}_j$; если $\mathcal{K} < N - 1 - \alpha$, то $\varphi \in C^\alpha$.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Возьмем $j_2 > j_1$. Тогда $j_2 = nj_1 + r$, где $0 \leq r < j_1$ и

$$q_{j_2} \leq (q_{j_1})^n q_1^r.$$

Следовательно,

$$\mathcal{K}_{j_2} \leq \frac{n \log q_{j_1} + r \log q_1}{j_2 \log 2} \leq \mathcal{K}_{j_1} + C j_1 / j_2.$$

2. Для любого $\varepsilon > 0$ существует такое j_0 , что $\mathcal{K} = \inf_j \mathcal{K}_j > \mathcal{K}_{j_0} - \varepsilon$.

Тогда для $j \geq j_0$ мы имеем $\mathcal{K}_j \leq \mathcal{K} + \varepsilon + C j_0 / j \xrightarrow{j \rightarrow \infty} \mathcal{K} + \varepsilon$. Поскольку ε выбиралось произвольным, $\mathcal{K} = \lim_{j \rightarrow \infty} \mathcal{K}_j$.

3. Если $\mathcal{K} < N - 1 - \alpha$, то $\mathcal{K}_l < N - 1 - \alpha$ для некоторого $l \in \mathbb{N}$. Мы можем повторить рассуждения из доказательства леммы 7.1.1, применяя их к произведению

$$\prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi) = \prod_{j=0}^{\infty} \mathcal{L}_l(2^{-lj-1}\xi),$$

в котором $\mathcal{L}_l(\xi) = \prod_{j=0}^{l-1} \mathcal{L}(2^{-j}\xi)$, а 2^l играет роль двойки в лемме 7.1.1.

Это дает оценку $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-N+\mathcal{K}_l} \leq C(1 + |\xi|)^{-\alpha-1-\varepsilon}$, откуда $\varphi \in C^\alpha$. ■

Следующая лемма показывает, что в большинстве случаев мы не можем получить лучшего, используя метод грубой силы.

Лемма 7.1.3. *Существует такая последовательность $(\xi_l)_{l \in \mathbb{N}}$, что*

$$(1 + |\xi_l|)^{-\mathcal{K}} \left| \prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi_l) \right| \geq C > 0.$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. В силу теоремы 6.3.1 ортонормированность $\varphi(\cdot - n)$ предполагает существование такого компактного множества K , конгруэнтного $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , что $|\widehat{\varphi}(\xi)| \geq C > 0$ для $\xi \in K$. Поскольку K конгруэнтно $[-\pi, \pi]$, а $\mathcal{L}_l$ имеет период $2^{l+1}\pi$, мы получаем

$$q_l = \sup_{|\xi| \leq 2^l \pi} |\mathcal{L}_l(\xi)| = \sup_{\xi \in 2^l K} |\mathcal{L}_l(\xi)|,$$

т.е. существует такое $\zeta_l \in 2^l K$, что $|\mathcal{L}_l(\zeta_l)| = q_l$. Так как K — компактное множество, $2^{-l} \zeta_l \in K$ являются равномерно ограниченными. Таким образом, мы имеем

$$|\zeta_l| \leq 2^l C' \quad (7.1.7)$$

для $0 < C'$.

2. Более того, поскольку $\left| \frac{1+e^{i\xi}}{2} \right| = |\cos \xi/2| \leq 1$, для всех $\xi \in 2^l K$ мы имеем оценку

$$\left| \prod_{j=l+1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi) \right| \geq \left| \prod_{j=l+1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi) \right| = |\widehat{\varphi}(2^{-l}\xi)| \geq C > 0.$$

Собирая все вместе, мы находим, что для $\zeta_l = 2\zeta_l$

$$\left| \prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi_l) \right| = |\mathcal{L}_l(\zeta_l)| \left| \prod_{j=l+1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\zeta_l) \right| \geq C q_l = C 2^{l\mathcal{K}_l}.$$

В силу (7.1.7)

$$(1 + |\zeta_l|)^{-\mathcal{K}} \left| \prod_{j=1}^{\infty} \mathcal{L}(2^{-j}\xi_l) \right| \geq C 2^{l\mathcal{K}_l} C'' 2^{-l\mathcal{K}}.$$

Поскольку $\mathcal{K} = \inf_l \mathcal{K}_l$, это выражение строго ограничено снизу положительной константой. ■

Теперь вернемся к семейству ${}_N\varphi$, построенному в § 6.4, и увидим, как используются эти оценки. Мы имеем

$${}_N m_0(\xi) = \left(\frac{1+e^{-i\xi}}{2} \right)^N \mathcal{L}_N(\xi),$$

где

$$|\mathcal{L}_N(\xi)|^2 = P_N(\sin^2 \xi/2) = \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} (\sin^2 \xi/2)^n.$$

Начнем с установления некоторых элементарных свойств P_N .

Лемма 7.1.4. *Полином $P_N(x) = \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} x^n$ удовлетворяет следующим свойствам:*

$$0 \leq x \leq y \Rightarrow x^{-N+1} P_N(x) \geq y^{-N+1} P_N(y), \quad (7.1.8)$$

$$0 \leq x \leq 1 \Rightarrow P_N(x) \leq 2^{N-1} \max(1, 2x)^{N-1}. \quad (7.1.9)$$

Доказательство.

1. Если $0 \leq x \leq y$, то

$$\begin{aligned} x^{-(N-1)} P_N(x) &= \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} x^{-(N-1-n)} \geq \\ &\geq \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} y^{-(N-1-n)} = y^{-(N-1)} P_N(y). \end{aligned}$$

2. Напомним (см. § 6.1), что P_N — решение уравнения

$$x^N P_N(1-x) + (1-x)^N P_N(x) = 1.$$

После подстановки $x = \frac{1}{2}$ получаем, что $P_N(1/2) = 2^{N-1}$. Для $x \leq \frac{1}{2}$ мы имеем $P_N(x) \leq P_N\left(\frac{1}{2}\right) = 2^{N-1}$, поскольку P_N возрастает. Для $x \geq \frac{1}{2}$ применение (7.1.8) приводит к $P_N(x) \leq x^{N-1} 2^{N-1} P_N\left(\frac{1}{2}\right) = 2^{N-1} (2x)^{N-1}$. Этим доказывается (7.1.9). ■

Теперь легко применить леммы 7.1.1 и 7.1.2. Мы имеем

$$\begin{aligned} \sup_{\xi} |\mathcal{L}_N(\xi)| &= \left[\sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} \right]^{1/2} < \\ &< \left[2^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} 2^{-n} \right]^{1/2} = [2^{N-1} P_N(1/2)]^{1/2} = 2^{N-1}. \end{aligned}$$

Лемма 7.1.1 позволяет заключить, что ${}_N\varphi$ являются непрерывными. Графики на рисунке 6.3 показывают, что ${}_N\varphi$ имеют возрастающую степень регулярности с ростом N , а это, очевидно, не оптимально! Используя $\mathcal{K}_j$ для $j > 1$, немедленно приходим к более точным результатам.

Например, мы имеем

$$q_2 = \sup_{\xi} |\mathcal{L}_N(\xi) \mathcal{L}(2\xi)| = \sup_{0 \leq y \leq 1} [P_N(y) P_N(4y(1-y))]^{1/2}$$

(так как $\sin^2 \xi = 4 \sin^2 \xi/2 (1 - \sin^2 \xi/2)$). Если $y \leq 1/2$ или $y \geq \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{2}}{4}$ (что предполагает $4y(1-y) \leq \frac{1}{2}$), то $[P_N(y) P_N(4y(1-y))] \leq 2^{3(N-1)}$

в силу (7.1.9). В оставшемся интервале $\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{2}}{4} \geq y \geq \frac{1}{2}$ мы имеем

$$P_N(y) P_N(4y(1-y)) \leq 2^{2(N-1)} [16y^2(1-y)]^{N-1} \leq 2^{6(N-1)} \left(\frac{4}{27}\right)^{N-1}$$

(так как $y^2(1-y) \leq \frac{4}{27}$ для $0 \leq y \leq 1$). Следовательно, $q_2 \leq 2^{4(N-1)} 3^{-3(N-1)/2}$ и $\mathcal{K}_2 \leq (N-1) \left[2 - \frac{3}{4} \frac{\log 3}{\log 2}\right]$. Асимптотически для больших N это дает $N\varphi \in C^{\mu N}$, где $\mu = \frac{3}{4} \frac{\log 3}{\log 2} - 1 \simeq 0.1887$. Несколько улучшенная оценка может быть получена, если оценить q_4 вместо q_2 . Тогда получается $\mu \simeq 0.1936$.

Заметим, что $y = \frac{3}{4}$ является неподвижной точкой для отображения $y \mapsto 4y(1-y)$, тогда $q_k \geq [P_N(3/4)]^k$ для любого k приводит к нижней границе на $\mathcal{K}$ и верхней границе на регулярность φ . В терминах ξ значение $y = \sin^2 \frac{\xi}{2} = \frac{3}{4}$ соответствует $\xi = \frac{2\pi}{3}$. Мы уже видели ранее, что значения $\pm \frac{2\pi}{3}$ играют особую роль, поскольку $\left\{\frac{2\pi}{3}, -\frac{2\pi}{3}\right\}$ является инвариантным циклом для умножения на 2 по модулю 2π . В следующей части мы увидим, как эти инвариантные циклы могут быть использованы при выводе оценок убывания для $\widehat{\varphi}$.

7.1.2. Оценки убывания, полученные из инвариантных циклов

Из значений $\mathcal{L}$ на инвариантном цикле возникают нижние границы убывания $\widehat{\varphi}$.

Лемма 7.1.5. Если $\{\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{M-1}\} \subset [-\pi, \pi]$ — какой-нибудь нетривиальный инвариантный цикл (т.е. $\xi_0 \neq 0$) для отображения

$\tau\xi = 2\xi$ (по модулю 2π), где $\xi_m = \tau\xi_{m-1}$, $m = 1, \dots, N-1$, $\tau\xi_{M-1} = \xi_0$, тогда для всех $k \in \mathbb{N}$

$$|\widehat{\varphi}(2^{kM+1}\xi_0)| \geq C(1 + |2^{kM+1}\xi_0|)^{-N+\widetilde{\mathcal{K}}},$$

где $\widetilde{\mathcal{K}} = \sum_{m=0}^{M-1} \log |\mathcal{L}(\xi_m)| / (M \log 2)$, и $C > 0$ не зависит от k .

Доказательство.

1. Для начала заметим, что существует такая $C_1 > 0$, что для всех $k \in \mathbb{N}$

$$|\sin(2^{kM}\xi_0)| \geq C_1. \quad (7.1.10)$$

В самом деле, $2^{kM}\xi_0 = \xi_0 \pmod{2\pi}$. Поэтому (7.1.10) выполняется, если $\xi_0 \neq 0$ или $\pm\pi$. Мы уже знаем, что $\xi_0 \neq 0$. Если $\xi_0 = \pm\pi$, то $\xi_1 = 0 \pmod{2\pi}$, и тогда $\xi_0 = 2^{M-1}\xi_1 = 0 \pmod{2\pi}$, что невозможно.

2. Теперь

$$|\widehat{\varphi}(2^{kM+1}\xi_0)| = \left| \frac{\sin 2^{kM}\xi_0}{2^{kM}\xi_0} \right|^N \left| \prod_{j=0}^{\infty} \mathcal{L}(2^{kM-j}\xi_0) \right|.$$

Так как $\mathcal{L}$ является тригонометрическим полиномом и $\mathcal{L}(0) = 1$, существует такая C_2 , что $|\mathcal{L}(\xi)| \geq 1 - C_2 |\xi| \geq e^{-2C_2|\xi|}$ для достаточно малых $|\xi|$. Тогда для достаточно большого r

$$\begin{aligned} \prod_{j=rM}^{\infty} |\mathcal{L}(2^{-j}\xi_0)| &\geq \prod_{j=rM}^{\infty} \exp[-2C_2 2^{-j}|\xi_0|] \geq \\ &\geq \exp[-2^{-rM+2}C_2|\xi_0|] \geq e^{-4C_2|\xi_0|} = C_3. \end{aligned}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} |\widehat{\varphi}(2^{kM+1}\xi_0)| &\geq C_1^N (2^{kM}|\xi_0|)^{-N} C_3 \left| \prod_{l=0}^{(r+k)M-1} \mathcal{L}(2^{kM-l}\xi_0) \right| \geq \\ &\geq C_4 |\mathcal{L}(\xi_0) \dots \mathcal{L}(\xi_{M-1})|^{r+k+1} (1 + |2^{kM}\xi_0|)^{-N} \geq \\ &\geq C_5 2^{\widetilde{\mathcal{K}}Mk} (1 + |2^{kM}\xi_0|)^{-N} \geq C(1 + |2^{kM+1}\xi_0|)^{-N+\widetilde{\mathcal{K}}}. \end{aligned}$$

■

Мы можем применить это к примеру из конца предыдущей части: лемма 7.1.5 влечет оценку $\left| \widehat{\varphi} \left(2^n \frac{2\pi}{3} \right) \right| \geq C \left(1 + \left| 2^n \frac{2\pi}{3} \right| \right)^{-N + \widetilde{\mathcal{K}}}$, где $\widetilde{\mathcal{K}} = \log \left| \mathcal{L} \left(\frac{2\pi}{3} \right) \mathcal{L} \left(-\frac{2\pi}{3} \right) \right| / 2 \log 2$. Если $\mathcal{L}$ имеет вещественные коэффициенты (как в случае большинства приложений, представляющих практический интерес), то $\left| \mathcal{L} \left(-\frac{2\pi}{3} \right) \right| = \left| \mathcal{L} \left(\frac{2\pi}{3} \right) \right|$ и $\widetilde{\mathcal{K}} = \log \left| \mathcal{L} \left(\frac{2\pi}{3} \right) \right| / \log 2$. Следующими короткими инвариантными циклами являются $\left\{ \frac{2\pi}{5}, \frac{4\pi}{5}, -\frac{2\pi}{5}, -\frac{4\pi}{5} \right\}$, $\left\{ \frac{2\pi}{7}, \frac{4\pi}{7}, -\frac{6\pi}{7} \right\}$ и т. д. Каждый из них дает верхнюю оценку показателя убывания для $\widehat{\varphi}$.

В некоторых случаях можно доказать, что одна из верхних границ для α становится и нижней тоже. Но вначале докажем следующую лемму.

Лемма 7.1.6. *Предположим, что $[-\pi, \pi] = D_1 \cup D_2 \cup \dots \cup D_M$ и существует такое $q > 0$, что*

$$\begin{aligned} |\mathcal{L}(\xi)| &\leq q & \xi \in D_1 \\ |\mathcal{L}(\xi) \mathcal{L}(2\xi)| &\leq q^2 & \xi \in D_2 \\ \dots\dots\dots & & \dots \\ |\mathcal{L}(\xi) \mathcal{L}(2\xi) \dots \mathcal{L}(2^{M-1}\xi)| &\leq q^M & \xi \in D_M. \end{aligned}$$

Тогда $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-N + \mathcal{K}}$, где $\mathcal{K} = \log q / \log 2$.

Доказательство.

1. Оценим $\left| \prod_{k=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right|$ для некоторого большого, но пока произвольного j . Поскольку $\zeta = 2^{-j+1}\xi \in D_m$ для некоторого $m \in \{1, \dots, M\}$, мы имеем

$$\left| \prod_{k=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right| = \left| \prod_{l=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^l\xi) \right| \leq q^m \left| \prod_{l=m}^{j-1} \mathcal{L}(2^l\zeta) \right|.$$

Такой же трюк можно применять далее к $2^m\zeta$ до тех пор, пока продолжение не станет невозможным. На этой стадии мы имеем

$$\left| \prod_{k=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right| \leq q^{j-r} \left| \prod_{k=0}^r \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right|,$$

где число оставшихся $\mathcal{L}$ -множителей не превышает $M-1$ (т. е. $r \leq M-1$). Отсюда

$$\left| \prod_{k=0}^{j-1} \mathcal{L}(2^{-k}\xi) \right| \leq q^{j-M+1} q_1^{M-1},$$

q_1 определено с помощью (7.1.5). Следовательно, привлекая определение (7.1.6), имеем

$$\mathcal{K}_j \leq \frac{1}{j \log 2} [C + j \log q],$$

и $\mathcal{K} = \lim_{j \rightarrow \infty} \mathcal{K}_j \leq \log q / \log 2$. Теперь оценка для $\widehat{\varphi}$ следует из леммы 7.1.2. ■

В частности, получается следующая лемма.

Лемма 7.1.7. *Предположим, что*

$$\begin{aligned} |\mathcal{L}(\xi)| &\leq \left| \mathcal{L}\left(\frac{2\pi}{3}\right) \right| && \text{для } |\xi| \leq \frac{2\pi}{3}, \\ |\mathcal{L}(\xi) \mathcal{L}(2\xi)| &\leq \left| \mathcal{L}\left(\frac{2\pi}{3}\right) \right|^2 && \text{для } \frac{2\pi}{3} \leq |\xi| \leq \pi. \end{aligned} \quad (7.1.11)$$

Тогда $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-N+\mathcal{K}}$, где $\mathcal{K} = \log \left| \mathcal{L}\left(\frac{2\pi}{3}\right) \right| / \log 2$, и такое убывание является оптимальным.

Доказательство непосредственно следует из лемм 7.1.5 и 7.1.6. ■

Конечно, лемма 7.1.7 применима лишь к очень частным $\mathcal{L}$. В большинстве случаев условия (7.1.11) не будут выполняться: существуют даже такие $\mathcal{L}$, для которых $\mathcal{L}\left(\frac{2\pi}{3}\right) = 0$. Подобные оптимальные оценки могут быть выведены после применения леммы 7.1.6 с использованием других инвариантных циклов при разбиении $[-\pi, \pi]$. Вернемся к нашему «обычному» примеру ${}_N\varphi$. В этом случае Коэн и Конзе [37] доказали, что $\mathcal{L}_N(\xi)$ на самом деле удовлетворяет (7.1.11).

Лемма 7.1.8. *Для всех $N \in \mathbb{N}$, $N \geq 1$, полином $P_N(y) = \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} y^n$ удовлетворяет условиям*

$$P_N(y) \leq P_N\left(\frac{3}{4}\right), \quad \text{если } 0 \leq y \leq \frac{3}{4}, \quad (7.1.12)$$

$$P_N(y) P_N(4y(1-y)) \leq \left[P_N\left(\frac{3}{4}\right) \right]^2, \quad \text{если } \frac{3}{4} \leq y \leq 1. \quad (7.1.13)$$

Начнем, однако, с доказательства другого свойства.

Лемма 7.1.9.

$$P'_N(x) = \frac{N}{1-x} [P_N(x) - P_N(1) x^{N-1}]. \quad (7.1.14)$$

Доказательство.

1.

$$\begin{aligned} P'_N(x) &= \sum_{n=1}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} n x^{n-1} = N \sum_{n=0}^{N-2} \binom{N+n}{n} x^n = \\ &= N \left[P_{N+1}(x) - \binom{2N}{N} x^N - \binom{2N-1}{N-1} x^{N-1} \right]. \end{aligned} \quad (7.1.15)$$

2.

$$\begin{aligned} (1-x)P_{N+1}(x) &= 1 + \sum_{n=1}^N \left[\binom{N+n}{n} - \binom{N+n-1}{n-1} \right] x^n - \\ &- \binom{2N}{N} x^{N+1} = 1 + \sum_{n=1}^N \binom{N-1+n}{n} x^n - \binom{2N}{N} x^{N+1} = \\ &= P_N(x) + \binom{2N-1}{N} x^N (1-2x). \end{aligned} \quad (7.1.16)$$

3. Объединение (7.1.15) и (7.1.16) дает

$$(1-x)P'_N(x) = N \left[P_N(x) - \binom{2N-1}{N} x^{N-1} \right].$$

Поскольку $P_N(1) = \sum_{n=0}^{N-1} \binom{N-1+n}{n} = \binom{2N-1}{N}$, получаем (7.1.14). ■

Теперь приступим к доказательству леммы 7.1.8.

Доказательство леммы 7.1.8.

1. Поскольку $P_N(y)$ возрастает на интервале $[0, 1]$, нам нужно лишь доказать (7.1.13).

2. Определим $f(y) = P_N(y) P_N(4y(1-y))$. Применяя лемму 7.1.9, приходим к выражению

$$f'(y) = \frac{N}{(1-y)(2y-1)} g(y),$$

где

$$g(y) = P_N(y) P_N(4y(1-y))(6y-5) - y^{N-1}(2y-1) P_N(1) P_N(4y(1-y)) + 4(1-y)[4y(1-y)]^{N-1} P_N(1) P_N(y). \quad (7.1.17)$$

3. Поскольку $4y(1-y) \leq y$ для $y \geq 3/4$, мы можем применить (7.1.8), чтобы получить

$$P_N(y) y^{-N+1} \leq [4y(1-y)]^{-N+1} P_N(4y(1-y))$$

или

$$[4(1-y)]^{N-1} P_N(y) \leq P_N(4y(1-y)).$$

Подставляя это в (7.1.17), приходим к неравенству

$$g(y) \leq (6y-5) P_N(4y(1-y)) [P_N(y) - y^{N-1} P_N(1)].$$

Величина в квадратных скобках равняется $\frac{1}{N}(1-y)P'_N(y) \geq 0$ для $y \leq 1$, тогда $g(y) \leq 0$ при $\frac{3}{4} \leq y \leq \frac{5}{6}$. Следовательно, $P_N(y) P_N(4y(1-y))$ возрастает на интервале $\left[\frac{3}{4}, \frac{5}{6}\right]$, что доказывает (7.1.13) для $y \leq \frac{5}{6}$.

4. При $\frac{5}{6} \leq y \leq 1$ мы следуем другой стратегии. Поскольку $P_N(y) \leq \left(\frac{4y}{3}\right)^{N-1} P_N\left(\frac{3}{4}\right)$ ввиду леммы 7.1.4, достаточно доказать, что

$$\left(\frac{4y}{3}\right)^{N-1} P_N(4y(1-y)) \leq P_N\left(\frac{3}{4}\right). \quad (7.1.18)$$

Но $P_N(4y(1-y)) \leq [1-4y(1-y)]^{-N} = (2y-1)^{-2N}$ (потому что $(1-x)^N \times P_N(x) = 1 - x^N P_N(1-x) \leq 1$) и

$$P_N\left(\frac{3}{4}\right) \geq \left(\frac{3}{4}\right)^{N-1} P_N(1) \geq \frac{1}{\sqrt{N}} 3^{N-1}. \quad (7.1.19)$$

Здесь мы снова использовали лемму 7.1.4 и оценку

$$P_N(1) = \binom{2N-1}{N} = \frac{1}{2} \binom{2N}{N} \geq \frac{1}{\sqrt{N}} 4^{N-1}.$$

Таким образом, для доказательства (7.1.18) достаточно показать

$$\left[\frac{y}{(2y-1)^2} \right]^{N-1} (2y-1)^{-2} \leq \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\frac{9}{4} \right)^{N-1}. \quad (7.1.20)$$

Поскольку $(2y-1)^{-2}$ и $y(2y-1)^{-2}$ убывают на интервале $\left[\frac{5}{6}, 1 \right]$, достаточно проверить, что (7.1.20) выполняется для $y = \frac{5}{6}$, т. е. что

$$\left(\frac{5}{6} \right)^{N-1} \leq \frac{4}{9\sqrt{N}}.$$

Это верно для $N \geq 13$.

5. Осталось доказать (7.1.13) для $\frac{5}{6} \leq y \leq 1$ и $1 \leq N \leq 12$. Сделаем это за два шага: $y \leq y_0 = \frac{2+\sqrt{2}}{4}$ и $y \geq y_0$. Для $y \leq \frac{2+\sqrt{2}}{4}$ выполняется $4y(1-y) \geq \frac{1}{2}$, откуда, снова по лемме 7.1.4,

$$P_N(4y(1-y)) \leq [8y(1-y)]^{N-1} P_N\left(\frac{1}{2}\right) = [16y(1-y)]^{N-1}.$$

Аналогично, $P_N(y) \leq \left(\frac{6y}{5}\right)^{N-1} P_N\left(\frac{5}{6}\right)$, так что

$$\begin{aligned} P_N(y) P_N(4y(1-y)) &\leq \left(\frac{6}{5}\right)^{N-1} P_N\left(\frac{5}{6}\right) [16y^2(1-y)]^{N-1} \leq \\ &\leq \left(\frac{20}{9}\right)^{N-1} P_N\left(\frac{5}{6}\right), \end{aligned} \quad (7.1.21)$$

потому что $y^2(1-y)$ убывает на интервале $\left[\frac{5}{6}, \frac{2+\sqrt{2}}{4} \right]$. Численно проверяется, что (7.1.21) в самом деле меньше, чем $\left[P_N\left(\frac{3}{4}\right) \right]^2$ для $1 \leq N \leq 12$.

6. Если $\frac{2+\sqrt{2}}{4} = y_0 \leq y \leq 1$, мы используем оценки $P_N(4y(1-y)) \leq (2y-1)^{-2N}$ и $P_N(y) \leq \left(\frac{y}{y_0}\right)^{N-1} P_N(y_0)$, чтобы вывести

$$P_N(4y(1-y))P_N(y) \leq y_0^{-N+1}P_N(y_0)(2y-1)^{-2} \left[\frac{y}{(2y-1)^2} \right]^{N-1} \leq 2^N P_N(y_0). \quad (7.1.22)$$

Для последнего неравенства используется, что обе функции $(2y-1)^{-2}$ и $y(2y-1)^{-2}$ убывают на интервале $[y_0, 1]$. Численно проверяется, что (7.1.22) меньше, чем $\left[P_N\left(\frac{3}{4}\right) \right]^2$ для $5 \leq N \leq 12$.

7. Осталось доказать (7.1.13) для $1 \leq N \leq 4$ и $\frac{2+\sqrt{2}}{4} \leq y \leq 1$. При таких малых значениях N полином $P_N(y)P_N(4y(1-y)) - P_N\left(\frac{3}{4}\right)^2$ имеет степень не более, чем 9, и его корни легко вычисляются (численным способом). Получается, что ни один из них не лежит в интервале $\left] \frac{3}{4}, 1 \right]$. Это завершает доказательство, потому что (7.1.13) выполняется при $y = 1$. ■

Из лемм 7.1.8 и 7.1.7 мы получаем точное асимптотическое убывание $N\widehat{\varphi}(\xi)$:

$$|N\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1+|\xi|)^{-N+\log |P_N(3/4)|/2 \log 2}. \quad (7.1.23)$$

Для нескольких первых значений N это превращается в утверждение $N\varphi \in C^{\alpha-\varepsilon}$ со следующими оценками для α :

N	α
2	0.339
3	0.636
4	0.913
5	1.177
6	1.432
7	1.682
8	1.927
9	2.168
10	2.406

Мы также можем использовать лемму 7.1.7 для оценки гладкости ${}_N\varphi$ при $N \rightarrow \infty$. Поскольку

$$\frac{1}{\sqrt{N}} 3^{N-1} \leq P_N\left(\frac{3}{4}\right) \leq 3^{N-1}$$

(для верхней оценки используется лемма 7.1.4, для нижней — 7.1.9),

$$\frac{\log |P_N(3/4)|}{2 \log 2} = \frac{\log 3}{2 \log 2} N[1 - O(N^{-1} \log N)],$$

в предположении, что ${}_N\varphi \in C^{\mu N}$ асимптотически для больших N , при этом $\mu = 1 - \frac{\log 3}{2 \log 2} \simeq 0.2075$.¹ На самом деле не нужно использовать лемму 7.1.8 в полную силу, чтобы доказать этот асимптотический результат: достаточно доказать, что

$$P_N(y) \leq C 3^{N-1} \quad \text{при } y \leq \frac{3}{4}, \quad (7.1.24)$$

$$P_N(y) P_N(4y(1-y)) \leq C^2 3^{2(N-1)} \quad \text{при } \frac{3}{4} \leq y \leq 1, \quad (7.1.25)$$

где C не зависит от N . Тогда асимптотический результат немедленно следует из леммы 7.1.6. Оценка (7.1.24) — это непосредственное следствие неравенства $P_N(y) \leq P_N\left(\frac{3}{4}\right) \leq 3^{N-1}$ при $y \leq \frac{3}{4}$. Оценка (7.1.25) легко получается из леммы 7.1.4 следующим образом. Если $\frac{3}{4} \leq y \leq \frac{2+\sqrt{2}}{4}$, то $P_N(y) P_N(4y(1-y)) \leq (4y)^{N-1} (16y(1-y))^{N-1} = [64y^2(1-y)]^{N-1} \leq 3^{2(N-1)}$, потому что $y^2(1-y)$ убывает на интервале $\left[\frac{3}{4}, 1\right]$. Если $\frac{2+\sqrt{2}}{4} \leq y \leq 1$, то $P_N(y) P_N(4y(1-y)) \leq (4y)^{N-1} P_N\left(\frac{1}{2}\right) = (8y)^{N-1} < 3^{2(N-1)}$. Это значительно более простое рассуждение о точном асимптотическом убывании $\widehat{\varphi}$ проведено Волкмером в [183], который получил его независимо от Коэна и Конзе.

7.1.3. Оценки типа Литлвуда–Пэли

В этой части мы приводим L^1 - и L^2 -оценки для $(1 + |\xi|)^{\alpha} \widehat{\varphi}$ вместо оценок поточечного убывания для самой $\widehat{\varphi}$. Основной идеей является обычная техника Литлвуда–Пэли: преобразование Фурье нашей функции разбивается на диадические куски (т.е. приблизительно $2^j C \leq |\xi| \leq 2^{j+1} C$) и интеграл оценивается на каждом из кусков.

Если $\int_{2^j \leq |\xi| \leq 2^{j+1}} d\xi \cdot |\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C\lambda^j$ для $j \in \mathbb{N}$, то $\int d\xi (1 + |\xi|)^\alpha |\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C[1 + \sum_{j=1}^{\infty} 2^{j\alpha} \lambda^j] < \infty$ для $\alpha < -\log \lambda / \log 2$, и $\varphi \in C^\alpha$. Для получения оценок такой природы мы используем особую структуру $\widehat{\varphi}$ как бесконечного произведения $m_0(2^{-j}\xi)$. Оператор P_0 , определенный в § 6.3, будет основным инструментом при выводе оценок.

Для начала ограничимся положительными тригонометрическими полиномами $M_0(\xi)$. (Позднее возьмем $M_0(\xi) = |m_0(\xi)|^2$, чтобы распространить наши результаты на неположительные m_0 .) Как и в § 6.3, определим оператор P_0 , действующий на 2π -периодических функциях по правилу

$$(P_0 f)(\xi) = M_0\left(\frac{\xi}{2}\right) f\left(\frac{\xi}{2}\right) + M_0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) f\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right).$$

Этот оператор изучался Конзе и Ружи, и некоторые результаты этой части взяты из их работ [51], [50]. Схожие идеи развивались Эйролой в [75] и Вильемосом в [182]. Первая полезная лемма такова.

Лемма 7.1.10. Для всех $m > 0$ и всех 2π -периодических функций f

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0^m f)(\xi) = \int_{-2^m \pi}^{2^m \pi} d\xi f(2^{-m} \xi) \prod_{j=1}^m M_0(2^{-j} \xi). \quad (7.1.26)$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. По индукции. Для $m = 1$

$$\begin{aligned} \int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0 f)(\xi) &= \int_{-\pi}^{\pi} d\xi \left[M_0\left(\frac{\xi}{2}\right) f\left(\frac{\xi}{2}\right) + M_0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) f\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) \right] = \\ &= 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\zeta [M_0(\zeta) f(\zeta) + M_0(\zeta + \pi) f(\zeta + \pi)] = \\ &= 2 \int_{-\pi/2}^{3\pi/2} d\zeta M_0(\zeta) f(\zeta) = \int_{-2\pi}^{2\pi} d\xi f\left(\frac{\xi}{2}\right) M_0\left(\frac{\xi}{2}\right). \end{aligned}$$

2. Предположим, что равенство (7.1.26) выполнено для $m = n$. Тогда оно верно для $m = n + 1$:

$$\begin{aligned}
 \int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0^{n+1} f)(\xi) &= \int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0^n P_0 f)(\xi) = \int_{-2^n \pi}^{2^n \pi} d\xi [M_0(2^{-n-1} \xi) f(2^{-n-1} \xi) + \\
 &\quad + M_0(2^{-n-1} \xi + \pi) f(2^{-n-1} \xi + \pi)] \prod_{j=1}^n M_0(2^{-j} \xi) = \\
 &= 2^{n+1} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\zeta \left[\prod_{j=1}^n M_0(2^j \zeta) \right] [M_0(\zeta) f(\zeta) + M_0(\zeta + \pi) f(\zeta + \pi)] = \\
 &= 2^{n+1} \int_{-\pi/2}^{3\pi/2} d\zeta \left[\prod_{j=0}^n M_0(2^j \zeta) \right] f(\zeta) = 2^{n+1} \int_{-\pi}^{\pi} d\zeta \left[\prod_{j=0}^n M_0(2^j \zeta) \right] f(\zeta) = \\
 &= \int_{-2^{n+1}\pi}^{2^{n+1}\pi} d\xi \left[\prod_{j=1}^n M_0(2^{-j} \xi) \right] f(2^{-n-1} \xi). \blacksquare
 \end{aligned}$$

Поскольку M_0 — положительный тригонометрический полином, его можно записать в виде

$$M_0(\xi) = \sum_{j=-J}^J a_j e^{-ij\xi} \quad (\text{где } a_j = a_{-j} \in \mathbb{R}) = \sum_{j=0}^J b_j \cos(j\xi).$$

Тогда находим, что $(2J + 1)$ -мерное векторное пространство тригонометрических полиномов, определенное с помощью

$$V_J = \left\{ f(\xi); f = \sum_{j=-J}^J f_j e^{-ij\xi} \right\},$$

является инвариантом для P_0 . Действие P_0 в V_J можно представить как матрицу порядка $(2J + 1) \times (2J + 1)$, которую тоже обозначим через P_0 ,

$$(P_0)_{kl} = 2a_{2k-l}, \quad -J \leq k, l \leq J, \quad (7.1.27)$$

принимая, что $a_r = 0$, если $|r| > J$. Для M_0 вида

$$M_0(\xi) = \left(\cos \frac{\xi}{2} \right)^{2K} L(\xi), \quad (7.1.28)$$

где L — тригонометрический полином, такой, что $L(\pi) \neq 0$, матрица P_0 имеет очень специальные спектральные свойства.

Лемма 7.1.11. *Величины $1, \frac{1}{2}, \dots, 2^{-2K+1}$ являются собственными значениями для P_0 . Векторные строки $e_k = (j^k)_{j=-J, \dots, J}$, $k = 0, \dots, 2K-1$, образуют подпространство — левый инвариант P_0 . Более точно,*

$$e_k P_0 = 2^{-k} e_k + \text{линейная комбинация } e_n, \quad n < k.$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Факторизация (7.1.28) эквивалентна тому, что

$$\sum_{j=-J}^J a_j j^k (-1)^j = 0 \quad \text{для } k = 0, \dots, 2K-1. \quad (7.1.29)$$

Более того, $M_0(0) = 1$, отсюда $\sum a_{2j} = \sum a_{2j+1} = \frac{1}{2}$. Это означает, что сумма каждого столбца в матрице (7.1.27) равняется 1. Тогда e_0 является левым собственным вектором P_0 с собственным значением 1.

2. Для $0 < k \leq 2K-1$ определим $g_k = e_k P_0$, т. е.

$$(g_k)_m = 2 \sum_j j^k a_{2j-m}.$$

Для четного m , $m = 2l$,

$$(g_k)_{2l} = 2 \sum_j (j+l)^k a_{2j} = 2^{-k+1} \sum_m (2l)^m \sum_j \binom{k}{m} (2j)^{k-m} a_{2j}.$$

Для нечетного m , $m = 2l+1$,

$$\begin{aligned} (g_k)_{2l+1} &= 2 \sum_j (j+l+1)^k a_{2j+1} = \\ &= 2^{-k+1} \sum_m (2l+1)^m \sum_j \binom{k}{m} (2j+1)^{k-m} a_{2j+1}. \end{aligned}$$

Отсюда

$$e_k P_0 = g_k = 2^{-k+1} \sum_{m=0}^k \binom{k}{m} A_{k-m} e_m,$$

где

$$A_m = \sum_j a_{2j} (2j)^m = \sum_j a_{2j+1} (2j+1)^m$$

в силу (7.1.29). ■

Следствием леммы 7.1.11 является то, что все пространства E_k ,

$$E_k = \left\{ f \in V_J; \sum_{j=-J}^J j^n f_j = 0 \text{ для } n = 0, \dots, k-1 \right\},$$

где $1 \leq k \leq 2K$, будут правым инвариантом для P_0 . Главным результатом этой части является следующая

Теорема 7.1.12. Пусть λ обозначает собственное значение $P_0|_{E_{2K}}$ с наибольшим абсолютным значением. Определим F , α с помощью формул

$$\widehat{F}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} M_0(2^{-j}\xi), \quad \alpha = -\log |\lambda| / \log 2.$$

Если $|\lambda| < 1$, то $F \in C^{\alpha-\varepsilon}$ для всех $\varepsilon > 0$.

Доказательство.

1. Определим $f(\xi) = (1 - \cos \xi)^K$. Так как $\frac{d^k}{d\xi^k} f \Big|_{\xi=0} = 0$ для $k \leq 2K-1$, $f \in E_{2K}$.

2. Спектральный радиус $\rho(P_0|_{E_{2K}})$ равняется $|\lambda|$. Так как для любого $\delta > 0$ существует такая постоянная $C > 0$, что $\|A^n\| \leq C(\rho(A) + \delta)^n$ для всех $n \in \mathbb{N}$, имеем

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0^m f)(\xi) \leq C(|\lambda| + \delta)^m. \quad (7.1.30)$$

3. С другой стороны, $f(\xi) \geq 1$ для $\frac{\pi}{2} \leq |\xi| \leq \pi$. Вместе с ограниченностью произведения $\prod_{j=1}^{\infty} M_0(2^{-j}\xi)$ при $|\xi| \leq \pi$ (что, как обычно,

выводится из $|M_0(\xi)| \leq 1 + C|\xi|$, это влечет

$$\begin{aligned}
 \int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi \widehat{F}(\xi) &\leq C \int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi \prod_{j=1}^n M_0(2^{-j}\xi) \leq \\
 &\leq C \int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi f(2^{-n}\xi) \prod_{j=1}^n M_0(2^{-j}\xi) = C \int_{-\pi}^{\pi} d\xi (P_0^n f)(\xi) \\
 &\quad (\text{используем лемму 7.1.10}) \leq C'(|\lambda| + \delta)^n.
 \end{aligned}$$

В силу рассуждения из начала этой части $F \in C^{\alpha-\varepsilon}$. ■

На самом деле можно доказать несколько более сильный результат. Если продолжить определение C^n (n — целое) и включить в него все функции, для которых $(n-1)$ -я производная лежит в классе Зигмунда

$$\mathcal{F} = \{f; |f(x+y) + f(x-y) - 2f(x)| \leq C|y| \text{ для всех } x, y\},$$

то верно и то, что $F \in C^\alpha$, если $P_0|_{E_{2k}}$ — диагональная (т.е. в этом случае мы можем опустить ε). Более того, и оценка гладкости, и оценка $F \in C^{\alpha-\varepsilon}$ для всех $\varepsilon > 0$ из теоремы 7.1.12 являются оптимальными, если $\widehat{F}$ не имеет нулей на $[-\pi, \pi]$. Для доказательства см. теорему 2.7 из работы Коэна и Добеши [38].

ЗАМЕЧАНИЕ. Такой же результат можно получить с помощью эквивалентной техники, в которой используется оператор P_0^L , определенный так же, как и P_0 , где множитель $M_0(\xi)$ заменен на $L(\xi)$ из (7.1.28). В этом случае мы определяем $\lambda^L = \rho(P_0^L)$ и факторизуем $\widehat{F}(\xi) = [2(\sin \xi/2)/\xi]^{2K} \times (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} L(2^{-j}\xi)$, чтобы получить

$$\begin{aligned}
 \int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi \widehat{F}(\xi) &\leq C \int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi |\xi|^{-2K} \prod_{j=1}^n L(2^{-j}\xi) \leq \\
 &\leq C 2^{-2nK} \int_{-\pi}^{\pi} d\xi [(P_0^L)^n 1](\xi) \leq C 2^{-2nK} (\lambda^L + \varepsilon)^n,
 \end{aligned}$$

так что $F \in C^{\alpha-\varepsilon}$, где $\alpha = 2K - \frac{\log \lambda}{\log 2}$. Преимуществом такого метода является то, что мы непосредственно начинаем с меньшей матрицы P_0^L , и тогда

вычисление спектрального радиуса становится проще. Эти два метода полностью эквивалентны, что показывается следующими рассуждениями. Если μ — собственное значение P_0 с собственной функцией $f_\mu \in E_{2K}$, то f_μ можно переписать так:

$$f_\mu(\xi) = \left(\sin^2 \frac{\xi}{2} \right)^K g_\mu(\xi).$$

Заменяя $M_0(\xi)$ его факторизацией в выражении

$$\mu f_\mu(\xi) = M_0\left(\frac{\xi}{2}\right) f_\mu\left(\frac{\xi}{2}\right) + M_0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) f_\mu\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right),$$

после деления на $\left[\sin^2 \frac{\xi}{2} \cos^2 \frac{\xi}{2} \right]^N$ мы получаем

$$\mu 2^{2K} g_\mu(\xi) = L\left(\frac{\xi}{2}\right) g_\mu\left(\frac{\xi}{2}\right) + L\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) g_\mu\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right),$$

так что собственные значения P_0^L в точности даются соотношениями $\mu^L = 2^{2K} \mu$. $\square$

В общем случае, m_0 не будет положительным. (На самом деле в рамках ортонормированных базисов вейвлетов m_0 никогда не бывает положительным, за исключением базиса Хаара, см. работу Янссена [106].) Однако мы можем определить $M_0 = |m_0|^2$. Та же техника приводит к оценке

$$\int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 \leq C 2^{-2nN} (\lambda^L + \varepsilon)^n,$$

где λ^L — спектральный радиус P_0^L , а $L(\xi) = |\mathcal{L}(\xi)|^2$. Отсюда

$$\int d\xi (1+|\xi|)^\alpha |\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C \left[1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2^{n\alpha} 2^{n/2} \left(\int_{2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n \pi} d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 \right)^{1/2} \right] < \infty,$$

если $\alpha + \frac{1}{2} < N + \frac{\log \lambda^L}{2 \log 2}$. Следовательно, $\varphi \in C^{\alpha-\varepsilon}$ для $\alpha \leq N + \frac{\log \lambda^L}{2 \log 2} - \frac{1}{2}$.

Для специального вида ${}_N \varphi$ из § 6.4 и нескольких первых значений N получаются следующие α :

N	α
2	0.5
3	0.915
4	1.275
5	1.596
6	1.888
7	2.158
8	2.415
9	2.661
10	2.902

Эти результаты намного лучше, чем значения, полученные из поточечного убывания $\widehat{\varphi}$ (см. § 7.1.2). Размер матрицы P_0^L возрастает с ростом N (линейно), и я не знаю другого метода установления асимптотики спектрального радиуса при $N \rightarrow \infty$. Для асимптотических оценок лучшим методом является поточечное убывание $\widehat{\varphi}$.

7.2. Прямой метод

Результаты о гладкости, полученные в конце § 7.1.3 для ${}_N\varphi$ с малыми значениями N , по-прежнему не оптимальны. Более того, методы Фурье могут дать лишь информацию о глобальном показателе Гёльдера, в то время как из рисунка 6.3 ясно, что ${}_2\varphi$ в некоторых точках более гладкая, чем в других. На самом деле мы увидим, что существует целая иерархия (фрактальных) множеств, в которых ${}_2\varphi$ имеет различные показатели Гёльдера, меняющиеся от 0.55 до 1. Результаты, подобные этим, можно получить прямыми методами, не привлекая $\widehat{\varphi}$. Из соображений простоты я объясню структуру для общего случая, но в деталях применю метод лишь к ${}_2\varphi$, а затем сформулирую общие теоремы о глобальной и локальной регулярности без доказательства. Доказательства можно найти в работах Добеши и Лагариса [59], [60]. Подобные результаты о глобальной регулярности были также доказаны Мичелли и Праутчем в [146] в рамках схем последовательного деления, независимо от Добеши и Лагариса (на самом деле, даже раньше).

Метод полностью независим от теории вейвлетов. Отправной точкой является уравнение

$$F(x) = \sum_{k=0}^K c_k F(2x - k), \quad (7.2.1)$$

где $\sum_{k=0}^K c_k = 2$. Нас интересует L^1 -решение F с компактным носителем, которое, если оно существует, определено однозначно³ (с точностью до нормировки). Поскольку $F \in L^1$, преобразование $\widehat{F}$ непрерывно и (7.2.1) влечет

$$\widehat{F}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \left[\int_{-\pi}^{\pi} dx F(x) \right] \prod_{j=1}^{\infty} m(2^{-j}\xi),$$

где $m(\xi) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^K c_k e^{-ik\xi}$. Тогда лемма 6.2.2 говорит о том, что $\text{supp } F = [0, K]$. Уравнение (7.2.1) можно рассматривать как уравнение неподвижной точки. Для функций g с носителями на $[0, K]$ определим Tg по формуле

$$(Tg)(x) = \sum_{k=0}^K c_k g(2x - k).$$

Тогда F — решение (7.2.1), если $TF = F$. Мы попытаемся найти эту неподвижную точку обычным методом: найдем подходящую F_0 ,⁴ определим $F_j = T^j F_0$ и докажем, что последовательность F_j имеет предел. Для определения F_0 вначале заметим, что (7.2.1) накладывает ограничения на значения $F(n)$, $n \in \mathbb{Z}$, если F — непрерывна. Поскольку $\text{supp } F = [0, K]$, нам нужно лишь определить $F(k)$, $1 \leq k \leq K-1$, остальные $F(n)$ равняются нулю. Подстановка $x = k$, $1 \leq k \leq K-1$, в (7.2.1) приводит к системе из $K-1$ линейных уравнений для $K-1$ неизвестных $F(k)$. Систему уравнений можно также понимать как требование, чтобы вектор $(F(1), \dots, F(K-1))$ был собственным вектором с собственным значением 1 для матрицы размерности $(K-1) \times (K-1)$, полученной из c_k . Оказывается, что по модулю некоторых технических условий (см. ниже) эта матрица на самом деле имеет 1 своим простым собственным значением, так что $(F(1), \dots, F(K-1))$ можно зафиксировать с точностью до некоторой общей постоянной умножения.

Предположим, что мы это сделали. Можно доказать, что $\sum_{k=1}^{K-1} F(k) \neq 0$.

Тогда мы можем выбрать нормировку, чтобы $\sum_{k=1}^{K-1} F(k) = 1$. (Все это будет иллюстрироваться примерами ниже.) Теперь определим $F_0(x)$,

кусочно-линейную функцию, которая в целых числах в точности принимает значения $F(k)$, т. е.

$$F_0(x) = F(k)(k+1-x) + F(k+1)(x-k) \quad \text{для } k \leq x \leq k+1. \quad (7.2.2)$$

Последовательное применение T определяет $F_j = T^j F_0$, т. е.

$$F_{j+1}(x) = (TF_j)(x) = \sum_{k=0}^K c_k F_j(2x-k). \quad (7.2.3)$$

Отсюда с легкостью следует, что F_j являются кусочно-линейными с узлами $2^{-j}n \in [0, K]$, $n \in \mathbb{N}$. Для обсуждения предела F_j при $j \rightarrow \infty$ и изучения регулярности этого предела удобнее придать (7.2.3) другую форму.

Ключевой идеей станет одновременное изучение $F_j(x)$, $F_j(x+1)$, ..., $F_j(x+K-1)$ для $x \in [0, 1]$. Мы определим⁵ $v_j(x) \in \mathbb{R}^K$ с помощью

$$[v_j(x)]_k = F_j(x+k-1), \quad k = 1, \dots, K, \quad x \in [0, 1]. \quad (7.2.4)$$

Для $0 \leq x \leq \frac{1}{2}$ формула (7.2.3) и включение $\text{supp } F_j \subset [0, K]$ предполагают, что $F_{j+1}(x)$, $F_{j+1}(x+1)$, ..., $F_{j+1}(x+K-1)$ являются линейными комбинациями $F_j(2x)$, $F_j(2x+1)$, ..., $F_j(2x+K-1)$. Более точно, в терминах $v_j(x)$

$$v_{j+1}(x) = T_0 v_j(2x) \quad \text{для } 0 \leq x \leq \frac{1}{2}, \quad (7.2.5)$$

где T_0 является матрицей порядка $K \times K$, определенной с помощью

$$(T_0)_{mn} = c_{2m-n-1}, \quad 1 \leq m, n \leq K, \quad (7.2.6)$$

где предполагается $c_k = 0$ для $k < 0$ или $k > K$. Точно так же

$$v_{j+1}(x) = T_1 v_j(2x-1) \quad \text{для } \frac{1}{2} \leq x \leq 1, \quad (7.2.7)$$

где

$$(T_1)_{mn} = c_{2m-n}, \quad 1 \leq m, n \leq K. \quad (7.2.8)$$

Оба уравнения (7.2.5), (7.2.7) выполняются для $x = \frac{1}{2}$: в силу особой структуры T_0 , T_1 и v_j (в частности, $(T_0)_{mn} = (T_1)_{m, n+1}$, $[v_j(0)]_n = [v_j(1)]_n$ для $n = 2, \dots, K$), эти два уравнения идентичны при $x = \frac{1}{2}$.

Мы можем объединить (7.2.5) и (7.2.7) в одно векторное уравнение следующим образом. Каждое $x \in [0, 1]$ можно представить двоичной последовательностью

$$x = \sum_{n=1}^{\infty} d_n(x) 2^{-n},$$

где $d_n(x) = 1$ или 0 для всех n . Строго говоря, существует два возможных представления для каждого диадического рационального x , т.е. каждого x вида $k 2^{-j}$: мы можем заменить последнюю цифру 1, за которой следуют все нули, на цифру 0, за которой следуют все единицы. Это не вызовет проблем, но для ясности мы будем различать две эти последовательности с помощью индекса: $d_n^+(x)$ для последовательности с нулями на конце (разложение «сверху», т.е. разложение, которое будет начинаться теми же $J - 1$ цифрами, что и $x + 2^{-J}$ при $J \rightarrow \infty$), $d_n^-(x)$ для последовательности, заканчивающейся единицами (разложение «снизу»). Например,

$$d_1^+\left(\frac{1}{2}\right) = 1, \quad d_n^+\left(\frac{1}{2}\right) = 0, \quad n \geq 2,$$

$$d_1^-\left(\frac{1}{2}\right) = 0, \quad d_n^-\left(\frac{1}{2}\right) = 1, \quad n \geq 2.$$

Две области определения $0 \leq x < \frac{1}{2}$ и $\frac{1}{2} < x \leq 1$ для (7.2.5) и (7.2.7) полностью характеризуются с помощью $d_1(x)$: $d_1(x) = 0$, если $x < \frac{1}{2}$; 1, если $x > \frac{1}{2}$.

Для каждой двоичной последовательности $d = (d_n)_{n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}}$ мы также определим ее правый сдвиг τd с помощью

$$(\tau d)_n = d_{n+1}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Тогда понятно, что $\tau d(x) = d(2x)$, если $0 \leq x < \frac{1}{2}$, $\tau d(x) = d(2x - 1)$, если $\frac{1}{2} < x \leq 1$. (Для $x = \frac{1}{2}$ мы имеем две возможности $\tau d^+\left(\frac{1}{2}\right) = d(0)$, $\tau d^-\left(\frac{1}{2}\right) = d(1)$.) Хотя τ в действительности определяется на двоичных последовательностях, мы несколько испортим обозначения и напомним $\tau x = y$, а не $\tau d(x) = d(y)$. С таким новым обозначением мы перепишем (7.2.5), (7.2.7) как одно уравнение

$$v_{j+1}(x) = T_{d_1(x)} v_j(\tau x). \quad (7.2.9)$$

Если пределом v_j является v , то такая вектор-функция v будет неподвижной точкой линейного оператора $\mathbf{T}$, определенного с помощью

$$(\mathbf{T}w)(x) = T_{d_1(x)} w(\tau x);$$

$\mathbf{T}$ действует на все вектор-функции $w: [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}^K$, удовлетворяющие требованиям

$$[w(0)]_1 = 0, \quad [w(1)]_K = 0, \quad [w(0)]_k = [w(1)]_{k-1}, \quad k = 2, \dots, N. \quad (7.2.10)$$

(Результатом этих условий является однозначное определение $\mathbf{T}w$ в диадических рациональных точках: два разложения приводят к одному результату.)

Что же мы приобрели после такой перегруппировки уравнений? Прежде всего, из (7.2.9) следует, что

$$v_j(x) = T_{d_1(x)} T_{d_2(x)} \cdots T_{d_j(x)} v_0(\tau^j x),$$

откуда

$$v_j(x) - v_{j+l}(x) = T_{d_1(x)} \cdots T_{d_j(x)} [v_0(\tau^j x) - v_l(\tau^j x)]. \quad (7.2.11)$$

Другими словами, информация о спектральных свойствах произведений T_d -матриц позволяет нам контролировать разницу $v_j - v_{j+l}$, тогда мы можем доказать сходимость $v_j \rightarrow v$ и вывести гладкость v . Ну а теперь обратимся к примерам.

Для функции ${}_2\varphi$ формула (7.2.1) превращается в

$${}_2\varphi(x) = \sum_{k=0}^3 c_k {}_2\varphi(2x - k), \quad (7.2.12)$$

где

$$c_0 = \frac{1 + \sqrt{3}}{4}, \quad c_1 = \frac{3 + \sqrt{3}}{4}, \quad c_2 = \frac{3 - \sqrt{3}}{4}, \quad c_3 = \frac{1 - \sqrt{3}}{4}.$$

Заметим, что

$$c_0 + c_2 = c_1 + c_3 = 1 \quad (7.2.13)$$

и

$$2c_2 = c_1 + 3c_3. \quad (7.2.14)$$

И то, и другое является следствием делимости $m_0(\xi) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^3 c_k e^{-ik\xi}$ на $(1 + e^{-i\xi})^2$. Значения ${}_2\varphi(1)$, ${}_2\varphi(2)$ определяются из систем

$$\begin{pmatrix} {}_2\varphi(1) \\ {}_2\varphi(2) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} {}_2\varphi(1) \\ {}_2\varphi(2) \end{pmatrix}, \quad \text{где } M = \begin{pmatrix} c_1 & c_0 \\ c_3 & c_2 \end{pmatrix}.$$

Ввиду (7.2.13) сумма значений в столбцах M равняется 1. Этим доказывается, что $(1, 1)$ является левым собственным вектором M с простым собственным значением 1. Правый собственный вектор для того же собственного значения не ортогонален $(1, 1)$, а это означает, что его можно нормировать и сделать сумму его элементов равной 1. Тогда в качестве ${}_2\varphi(1)$, ${}_2\varphi(2)$ выбираем

$${}_2\varphi(1) = \frac{1 + \sqrt{3}}{2}, \quad {}_2\varphi(2) = \frac{1 - \sqrt{3}}{2}.$$

Матрицы T_0 , T_1 размерности 3×3 задаются формулами

$$T_0 = \begin{pmatrix} c_0 & 0 & 0 \\ c_2 & c_1 & c_0 \\ 0 & c_3 & c_2 \end{pmatrix}, \quad T_1 = \begin{pmatrix} c_1 & c_0 & 0 \\ c_3 & c_2 & c_1 \\ 0 & 0 & c_3 \end{pmatrix}.$$

В силу (7.2.13) T_0 и T_1 имеют общий левый собственный вектор $e_1 = (1, 1, 1)$ с собственным значением 1. Более того, для всех $x \in [0, 1]$

$$\begin{aligned} e_1 \cdot v_0(x) &= e_1 \cdot [(1-x)v_0(0) + xv_0(1)] = \\ &= (1-x)[{}_2\varphi(1) + {}_2\varphi(2)] + x[{}_2\varphi(1) + {}_2\varphi(2)] \quad (\text{используем (7.2.2)}) = 1. \end{aligned}$$

Следовательно, для всех $x \in [0, 1]$ и всех $j \in \mathbb{N}$

$$\begin{aligned} e_1 \cdot v_j(x) &= e_1 \cdot T_{d_1(x)} \cdots T_{d_j(x)} v_0(\tau^j x) = \\ &= e_1 \cdot v_0(\tau^j x) \quad (\text{так как } e_1 T_d = e_1 \text{ для } d = 0, 1) = 1. \end{aligned}$$

Отсюда $v_0(y) - v_l(y) \in E_1 = \{w; e_1 \cdot w = w_1 + w_2 + w_3 = 0\}$, это пространство ортогонально e_1 . Ввиду (7.2.11) нам нужно лишь изучить произведения T_d -матриц, ограниченных на E_1 , чтобы контролировать сходимость v_j . Однако верно даже большее! Положим $e_2 = (1, 2, 3)$. Тогда (7.2.14) влечет

$$e_2 T_0 = \frac{1}{2} e_2 + \alpha_0 e_1, \quad e_2 T_1 = \frac{1}{2} e_2 + \alpha_1 e_1, \quad (7.2.15)$$

где $\alpha_0 = c_0 + 2c_2 - \frac{1}{2} = \frac{5 - \sqrt{3}}{4}$, $\alpha_1 = c_1 + 2c_3 - \frac{1}{2} = \frac{3 - \sqrt{3}}{4}$. Если мы определим $e_2^0 = e_2 - 2\alpha_0 e_1$, тогда (7.2.15) превратится в

$$e_2^0 T_0 = \frac{1}{2} e_2^0 \quad \text{и} \quad e_2^0 T_1 = \frac{1}{2} e_2^0 - \frac{1}{2} e_1, \quad \text{или} \quad e_2^0 T_d = \frac{1}{2} e_2^0 - \frac{1}{2} de_1.$$

С другой стороны,

$$e_2^0 \cdot v_0(x) = (1 - x) e_2^0 \cdot v_0(0) + x e_2^0 \cdot v_0(1) = -x;$$

следовательно,

$$\begin{aligned} e_2^0 \cdot v_j(x) &= e_2^0 \cdot T_{d_1(x)} v_{j-1}(\tau x) = -\frac{1}{2} d_1(x) + \frac{1}{2} e_2^0 \cdot v_{j-1}(\tau x) = \\ &= -\sum_{m=1}^j 2^{-m} d_m(x) + 2^{-j} e_2^0 \cdot v_0(\tau^j x) = -\sum_{m=1}^j 2^{-m} d_m(x) - 2^{-j} \tau^j x = -x. \end{aligned}$$

Отсюда $e_2^0 \cdot [v_0(x) - v_l(x)] = 0$. Это означает, что для контроля $v_j - v_{j+l}$ нам нужно лишь изучить произведения T_d -матриц, ограниченных на пространстве E_2 , натянутом на e_1 и e_2^0 . Но так как это простой пример, E_2 будет одномерным, а $T_d|_{E_2}$ представляет просто умножение на некоторую постоянную, а именно третье собственное значение T_d , равное $\frac{1 + \sqrt{3}}{4}$ для T_0 и $\frac{1 - \sqrt{3}}{4}$ для T_1 . Следовательно,

$$\|v_j(x) - v_{j+l}(x)\| \leq \left[\frac{1 + \sqrt{3}}{4} \right]^j \left[\frac{1 - \sqrt{3}}{1 + \sqrt{3}} \right]^{\sum_{n=1}^j d_j(x)} C, \quad (7.2.16)$$

где использовалась равномерная ограниченность v_l .⁶ Так как $\left| \frac{1 - \sqrt{3}}{1 + \sqrt{3}} \right| < 1$, (7.2.16) влечет

$$\|v_j(x) - v_{j+l}(x)\| \leq C 2^{-\alpha j},$$

где $\alpha = |\log((1 + \sqrt{3})/4)| / \log 2 = 0.550$. Следовательно, v_j имеют пределом непрерывную функцию v , поскольку непрерывными являются все v_j , а сходимости выполняется равномерно. Более того, v автоматически удовлетворяет (7.2.10), поскольку это выполняется для всех v_j , так что она может быть «развернута» в непрерывную функцию F

на $[0, 3]$. Эта функция решает (7.2.1), при этом ${}_2\varphi = F$, и может быть равномерно приближена с помощью кусочно-линейных сплайнов F_j с узлами в $k 2^{-j}$,

$$\|{}_2\varphi - F_j\|_{L^\infty} \leq C 2^{-\alpha j}. \quad (7.2.17)$$

Из стандартной теории сплайнов следует (см., например, работу Шумейкера [190])⁷, что ${}_2\varphi$ непрерывна по Гёльдеру с показателем $\alpha = 0.550$. Заметим, что это лучше, чем наилучший результат из § 7.1 (в конце § 7.1.3 мы получили $\alpha = 0.5 - \varepsilon$). Такой показатель Гёльдера оптимален: из (7.2.12) мы получаем

$${}_2\varphi(2^{-j}) = \left(\frac{1 + \sqrt{3}}{4}\right) {}_2\varphi(2^{-j+1}) = \dots = \left(\frac{1 + \sqrt{3}}{4}\right)^j {}_2\varphi(1) = C 2^{-\alpha j},$$

откуда

$$|{}_2\varphi(2^{-j}) - {}_2\varphi(0)| = C(2^{-j})^\alpha.$$

Но этот матричный метод может сделать нечто большее, чем определение оптимального показателя Гёльдера. Так как $v(x) = T_{d_1(x)}v(\tau x)$, для достаточно малого t такого, что x и $x + t$ имеют j одинаковых первых цифр в двоичных разложениях, мы имеем

$$v(x) - v(x + t) = T_{d_1 x} \cdots T_{d_j(x)} [v(\tau^j x) - v(\tau^j(x + t))].$$

Это можно исследовать точно так же, как и $v_j(x) - v_{j+l}(x)$, и найти

$$e_1 \cdot [v(x) - v(x + t)] = 0, \quad e_2^0 \cdot [v(x) - v(x + t)] = t.$$

Для остатка имеют значение лишь $T_d|_{E_2}$, и мы получаем

$$\|v(x) - v(x + t)\| \leq C|t| + C 2^{-\alpha j} \left| \frac{1 - \sqrt{3}}{1 + \sqrt{3}} \right|^{\sum_{n=1}^j d_n(x)}, \quad (7.2.18)$$

где t — порядка 2^{-j} . С обозначением $r_j(x) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^j d_n(x)$ неравенство (7.2.18) можно переписать в виде

$$\|v(x) - v(x + t)\| \leq C|t| + C 2^{-(\alpha + \beta r_j(x))j}, \quad (7.2.19)$$

где $\beta = |\log|(1 - \sqrt{3})/(1 + \sqrt{3})||/\log 2$. Предположим, что $r_j(x)$ стремится к пределу $r(x)$ при $j \rightarrow \infty$. Если $r(x) < \frac{1 - \alpha}{\beta} = 0.2368$, то

второй член из (7.2.19) доминирует над первым, тогда v , а отсюда и ${}_2\varphi$, непрерывна по Гёльдеру с показателем $\alpha + \beta r(x)$. Если $r(x) > \frac{1-\alpha}{\beta}$, то первый член порядка 2^{-j} доминирует, и ${}_2\varphi$ является липшицевой. На самом деле можно даже доказать, что ${}_2\varphi$ дифференцируема в этих точках, образующих множество полной меры. Это устанавливает целую иерархию фрактальных множеств (множеств, на которых $r(x)$ имеет заданное значение), на которых ${}_2\varphi$ имеет различные показатели Гёльдера. А как обстоят дела в диадических рациональных точках? Что же, здесь вы можете определить $r_{\pm}(x)$ в зависимости от того, приходите ли вы «сверху» (что связано с $d^{+}(x)$) или «снизу» ($d^{-}(x)$); $r_{+}(x) = 0$, $r_{-}(x) = 1$. Как следствие, в диадических рациональных точках x функция ${}_2\varphi$ дифференцируема слева, но имеет показатель Гёльдера 0.550, если приближаться к x справа. Это иллюстрируется рисунком 7.1, на котором показаны увеличения ${}_2\varphi$, указывающие на характерные пики с обрезанными сторонами даже при очень хорошем разрешении.

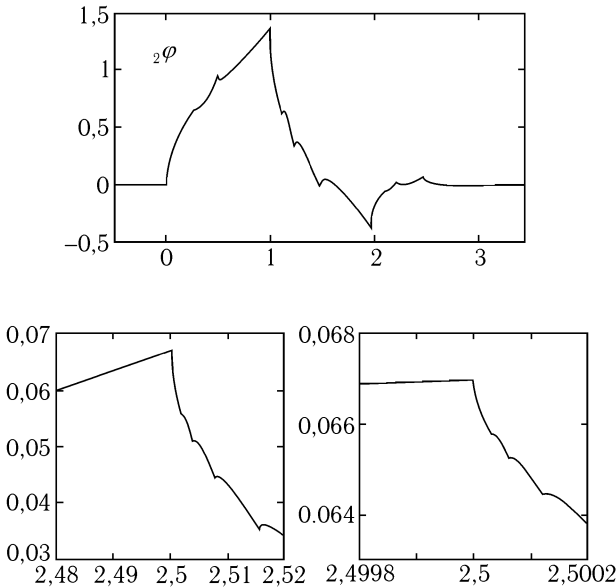


Рис. 7.1. Функция ${}_2\varphi(x)$ и два последовательных увеличения около $x = 2.5$

В этом примере мы имеем два «правила сумм» (7.2.13), (7.2.14), отражающие делимость $m_0(\xi) = \frac{1}{2} \sum_k c_k e^{-ik\xi}$ на $((1 + e^{-i\xi})/2)^2$. В общем случае m_0 делится на $((1 + e^{-i\xi})/2)^N$, и мы имеем N правил сумм. Однако подпространство E_N может иметь размерность больше, чем 1, а это усложняет оценки. Общая теорема о глобальной регулярности формулируется следующим образом.

Теорема 7.2.1. *Предположим, что c_k , $k = 0, \dots, K$, удовлетворяют $\sum_{k=0}^K c_k = 2$ и*

$$\sum_{k=0}^K (-1)^k k^l c_k = 0 \quad \text{при } l = 0, 1, \dots, L. \quad (7.2.20)$$

Для каждого $m = 1, \dots, L+1$ определим E_m как подпространство $\mathbb{R}^N$, ортогональное $U_m = \text{Span}\{e_1, \dots, e_m\}$, где $e_j = (1^{j-1}, 2^{j-1}, \dots, N^{j-1})$. Предположим, что существуют такие $1/2 \leq \lambda < 1$, $0 \leq l \leq L$ ($l \in \mathbb{N}$) и $C > 0$, что для всех двоичных последовательностей $(d_j)_{j \in \mathbb{N}}$ и всех $m \in \mathbb{N}$

$$\left\| T_{d_1} \cdots T_{d_m} \big|_{E_{L+1}} \right\| \leq C \lambda^m 2^{-ml}. \quad (7.2.21)$$

Тогда

1. существует нетривиальное L^1 -решение F для масштабирующего уравнения (7.2.1), связанное с c_n ,
2. это решение F является l раз непрерывно дифференцируемым, и
3. если $\lambda > \frac{1}{2}$, то l -я производная $F^{(l)}$ является непрерывной по Гёльдеру с показателем, равным по меньшей мере $|\ln \lambda|/\ln 2$; если $\lambda = \frac{1}{2}$, то $F^{(l)}$ почти липшицева: она удовлетворяет неравенству

$$|F^{(l)}(x+t) - F^{(l)}(x)| \leq C|t| |\ln |t||.$$

ЗАМЕЧАНИЕ. Ограничение $\lambda \geq \frac{1}{2}$ означает лишь то, что мы берем наибольшее возможное целое $l \leq L$, для которого выполняется (7.2.21), в котором $\lambda < 1$. Если $l = L$, то обязательно $\lambda \geq \frac{1}{2}$ (см. [60]); если $l < L$ и $\lambda < \frac{1}{2}$, то мы могли бы заменить l на $l+1$ и λ на 2λ , и (7.2.21) выполнялось бы для большего целого l . $\square$

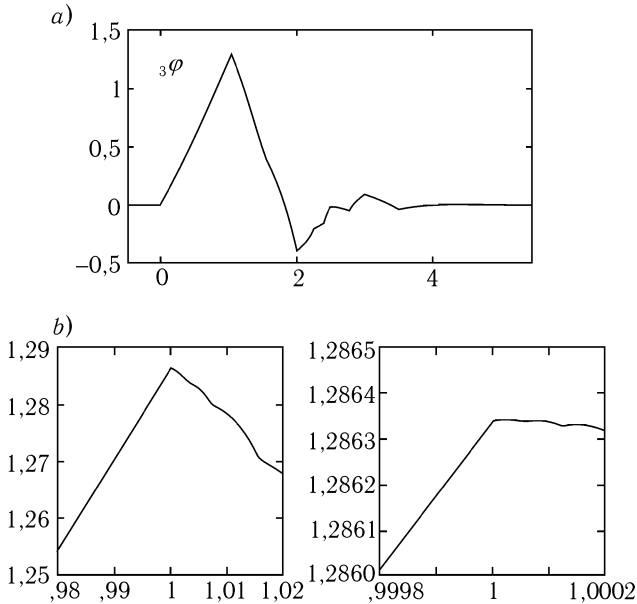


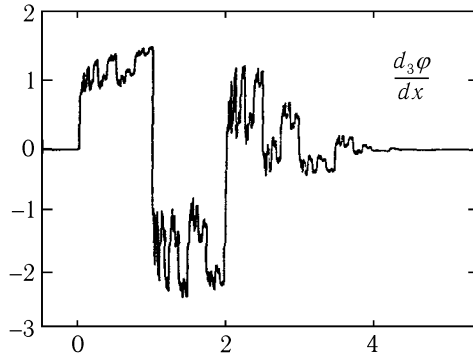
Рис. 7.2. Функция $3\varphi(x)$ и последовательные увеличения около $x = 1$

Подобная общая теорема может быть сформулирована для локальных флуктуаций регулярности, показанных на примере с 2φ . Более точное утверждение, детали и доказательство помещены в работах Добеши и Лагариса [60], [59].

В применении к $N\varphi$ эти методы приводят к следующим оптимальным показателям Гёльдера:

N	α
2	0.5500
3	1.0878
4	1.6179

Они, очевидно, лучше полученных в § 7.1.3. Более того, к своему удивлению мы видим, что 3φ непрерывно дифференцируема, хотя ее график как будто имеет «пик» в $x = 1$. Увеличения показывают, что это впечатление обманчиво: истинный максимум лежит несколько правее $x = 1$, и на самом деле везде имеется гладкость (см. рисунок 7.2). Производ-

Рис. 7.3. Производная ${}_3\varphi(x)$

ная ${}_3\varphi$ непрерывна, но имеет очень маленький показатель Гёльдера, что иллюстрирует рисунок 7.3.

К сожалению, матричные методы слишком сложны, чтобы применять их к большим примерам. Другой, более поздний «прямой метод» был развит Дин и Левиным в [73] и Риулем в [158]. Примененный к ${}_N\varphi$ для $N = 2, 3, 4$, он воспроизводит полученные выше значения α . Вследствие своей меньшей вычислительной трудности, он также справляется с большими значениями N , давая результат лучше, чем полученный в § 7.1.3 (см. [158]).

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Отметим схожесть матриц T_0 , T_1 и P_0 из § 7.1.3 (см. (7.1.27))! Даже спектральный анализ со вложенными инвариантными подпространствами тот же. Это указывает на то, что результат теоремы 7.1.12 в самом деле оптимален: если $\tilde{\lambda}$ — спектральный радиус $P_0|_{E_{2k}} = T_1|_{E_{2k}}$, то

$$\left\| \left(T_1|_{E_{2k}} \right)^m \right\| \geq C(\tilde{\lambda} - \varepsilon)^m,$$

тогда λ из (7.2.21) по меньшей мере равняется $\tilde{\lambda} 2^l$, а показатель Гёльдера не превосходит $l + |\log \lambda| / \log 2 \leq |\log \tilde{\lambda}| / \log 2$. Разница между двумя подходами в том, что настоящий метод также дает оптимальные оценки, если $M_0(\xi)$ не положителен, в отличие от метода из § 7.1.3.

2. Условие (7.2.21) предполагает, что нужно проверить бесконечно много условий на T_0 , T_1 , прежде чем применить теорему 7.2.1. К счастью, (7.2.21) можно свести к эквивалентным условиям, которые можно проверить на компьютере за конечное время. Детали изложены Добеши и Лагарисом в [60].

3. На практике необязательно нужно работать с $T_0, \tilde{T}_1$ и ограничивать их действие на E_{2K} . Можно прямо определить матрицы $\tilde{T}_0, \tilde{T}_1$, соответствующие коэффициентам $m_0(\xi)/((1 + e^{-i\xi})/2)^K$. Оказывается, что оценки на $\|T_{d_1} \cdots T_{d_m}|_{E_{2K}}\|$ эквивалентны оценкам на $\|\tilde{T}_{d_1} \cdots \tilde{T}_{d_m}\| \cdot 2^{-Lm}$ (см. [60], § 5). Матрицы $\tilde{T}_d$ намного меньше, чем T_d $((N - K) \times (N - K)$ вместо $N \times N$). $\square$

Поскольку этот метод работает для любой функции, удовлетворяющей уравнению вида (7.2.1), мы можем применить его к базовым функциям из схем последовательного деления. Для интерполяционной функции Лагранжа, соответствующей (6.5.14), детальный анализ показывает, что F «почти» принадлежит C^2 : она лежит в C^1 , а F' удовлетворяет неравенству

$$|F'(x) - F'(x + t)| \leq C|t| |\log |t||.$$

Первоначально это было получено Дюбуком в [70]. Но наши матричные методы могут делать больше! С их помощью можно доказать, что F' почти всюду дифференцируема, и даже вычислить F''' там, где она корректно определена. С деталями можно ознакомиться в [60].

7.3. Вейвлеты с компактными носителями и лучшей регулярностью

Из следствия 5.5.2 получается, что ортонормированный базис вейвлетов может состоять из C^{N-1} вейвлетов, лишь если базисный вейвлет ψ имеет N нулевых моментов. (Мы неявно предполагаем, что ψ возникает из кратномасштабного анализа, а φ, ψ имеют достаточное убывание. Оба условия тривиально выполняются для базисов вейвлетов с компактными носителями, построенных в главе 6.) Такова была наша мотивация при построении ${}_N\varphi$, которая привела к ${}_N\psi$ с N нулевыми моментами. Однако асимптотические результаты из § 7.1.2 показывают, что ${}_N\varphi, {}_N\psi \in C^{\mu N}$, где $\mu \simeq 0.2$. Это означает, что 80% нулевых моментов являются «лишними», т.е. та же регулярность могла быть получена всего лишь с $N/5$ нулевыми моментами.

Нечто подобное происходит для малых значений N . Например, ${}_2\varphi$ непрерывна, но не принадлежит C^1 , ${}_3\varphi$ из C^1 , но не из C^2 , и даже при этом ${}_2\varphi, {}_3\varphi$ имеют, соответственно, два и три нулевых момента. Значит, в каждом из двух случаев мы можем «пожертвовать» одним нулевым моментом и использовать дополнительную степень свободы

для получения φ с лучшим, чем у ${}_2\varphi$ или ${}_3\varphi$, показателем Гёльдера и с той же шириной носителя. Это эквивалентно замене $|m_0(\xi)|^2 = \left(\cos^2 \frac{\xi}{2}\right)^N P_N\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)$ на $|m_0(\xi)|^2 = \left(\cos^2 \frac{\xi}{2}\right)^{N-1} \left[P_{N-1}\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right) + a\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^N \cos \xi \right]$ (см. (6.1.11)) и выбору a для улучшения регулярности φ . Примеры для $N = 2, 3$ показаны на рисунках 7.4 и 7.5. Соответствующие h_n имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} N = 2 \quad h_0 &= \frac{3}{5\sqrt{2}} \\ h_1 &= \frac{6}{5\sqrt{2}} \\ h_2 &= \frac{2}{5\sqrt{2}} \\ h_3 &= \frac{-1}{5\sqrt{2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N = 3 \quad h_0 &= 0.37432841633/\sqrt{2} \\ h_1 &= 0.109093396059/\sqrt{2} \\ h_2 &= 0.786941229301/\sqrt{2} \\ h_3 &= -0.146269859213/\sqrt{2} \\ h_4 &= -0.161269645631/\sqrt{2} \\ h_5 &= 0.0553358986263/\sqrt{2}. \end{aligned}$$

Эти примеры соответствуют такому выбору a , что $\max \left[\rho(T_0|_{E_l}), \rho(T_1|_{E_l}) \right]$ минимизирован, тогда собственные значения T_0, T_1 становятся кратными.⁸ Можно доказать, что показатель Гёльдера этих двух функций не меньше 0.5864, 1.40198 соответственно и не больше 0.60017, 1.4176. Возможно, последние два значения являются истинными показателями Гёльдера. Детали можно найти у Добеши в [55].

7.4. Регулярность или нулевые моменты?

Примеры из предыдущего параграфа показывают, что при фиксированной ширине носителя φ, ψ , или, эквивалентно, при фиксированной длине фильтров в соответствующей схеме субполосного кодирования, выбор h_n , приводящий к максимальной регулярности, отличается от

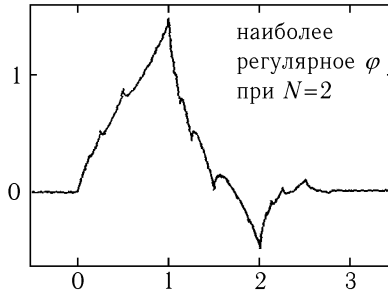


Рис. 7.4. Масштабирующая функция $\varphi(x)$ для конструкции наиболее регулярного вейвлета с шириной носителя 3

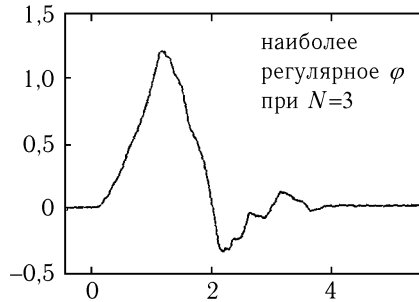


Рис. 7.5. Масштабирующая функция $\varphi(x)$ для конструкции наиболее регулярного вейвлета с шириной носителя 5

выбора, приводящего к максимальному числу N нулевых моментов ψ . Тогда возникает вопрос: что более важно, нулевые моменты или регулярность? Ответ зависит от приложения и не всегда ясен. Бейлкин, Койфман и Рохлин в [24] использовали ортонормированные вейвлеты с компактными носителями для сжатия больших матриц, т.е. для приведения их к разреженному виду. С деталями этого приложения читатель может ознакомиться в первоисточнике или главе, написанной Бейлкиным, из [159]. Одной из причин, заставивших их метод работать, является число нулевых моментов. Предположим, что вы хотите разложить функцию на вейвлеты (строго говоря, матрицы следует моделировать функцией от двух переменных, но для иллюстрации доста-

точно и проще рассматривать одну переменную). Вы вычисляете все вейвлет-коэффициенты $\langle F, \psi_{j,k} \rangle$ и для сжатия всей этой информации отбрасываете все коэффициенты меньше некоторого порогового значения ε . Посмотрим, что это означает для некоторого мелкого масштаба: $j = -J$, при этом $J \in \mathbb{N}$ и J — «большое». Если F из C^{L-1} , а ψ имеет L нулевых моментов, то для x вблизи $2^{-J}k$ имеем

$$F(x) = F(2^{-J}k) + F'(2^{-J}k)(x - 2^{-J}k) + \\ + \dots + \frac{1}{(L-1)!} F^{(L-1)}(2^{-J}k)(x - 2^{-J}k)^{L-1} + (x - 2^{-J}k)^L R(x),$$

где R ограничена. Если это умножить на $\psi(2^J x - k)$ и проинтегрировать, то первые L слагаемых не дают вклада, потому что $\int dx x^l \psi(x) = 0$, $l = 0, \dots, L-1$. Следовательно,

$$|\langle F, \psi_{-J,k} \rangle| = \left| \int dx (x - 2^{-J}k)^L R(x) 2^{J/2} \psi(2^J x - k) \right| \leq \\ \leq C 2^{-J(L-1/2)} \int dy |y|^L |\psi(y)|.$$

Для больших J эта величина является пренебрежимо малой, если только значение R вблизи $k 2^{-J}$ не будет очень большим. Тогда после сравнения с пороговым значением мы оставим вейвлет-коэффициенты на мелких масштабах лишь вблизи сингулярностей F или ее производных. Эффект будет более существенным, если L , число нулевых моментов ψ , велико.⁹ Заметим, что регулярность ψ не играет никакой роли в этих рассуждениях. Похоже, что в приложениях, подобных рассмотренным Бейлкиным, Койфманом и Рохлиным в [24], число нулевых моментов гораздо более важно, чем регулярность ψ .

Для других приложений регулярность может быть более значима. Предположим, вы хотите сжать информацию, содержащуюся в изображении. Вновь вы разлагаете на вейвлеты (двумерные вейвлеты, т.е. связанные с кратномасштабным анализом, полученным с помощью тензорного произведения) и отбрасываете все маленькие коэффициенты. (Я излагаю достаточно примитивную процедуру. На практике точность коэффициентов выбирается разной для разных коэффициентов в соответствии с правилами квантования.) Вы окончательно приходите

к представлению вида

$$\tilde{I} = \sum_{j, k \in S} \langle I, \psi_{j, k} \rangle \psi_{j, k},$$

где S — лишь (малое) подмножество всех возможных значений, выбранных для функции I . Сделанные ошибки будут состоять из совокупности выброшенных $\psi_{j, k}$. Если они являются очень нерегулярными объектами, то разница между I и $\tilde{I}$ может быть более ощутимая, чем в случае гладкой ψ . Эти рассуждения весьма не строгие, но они предполагают, по крайней мере, что требуется некоторая регулярность. Несколько первых экспериментов, проведенных Антонини и соавторами [2], видимо, подтверждают это, но для убедительного ответа нужно большее количество экспериментов.

Правила сумм (7.2.20), эквивалентные делимости $m_0(\xi)$ на $(1 + e^{-i\xi})^{L+1}$, имеют другое интересное следствие. В подробно изученном примере 2φ мы видели, что (7.2.13) и (7.2.14) предполагают, что

$$e_1 \cdot v(x) = 1, \quad e_2^0 \cdot v(x) = -x$$

(мы доказали результат для v_j , тогда он верен и для $v = \lim_{j \rightarrow \infty} v_j$), или, в терминах φ ,

$$\varphi(x) + \varphi(x+1) + \varphi(x+2) = 1,$$

$$(1 - 2\alpha_0) \varphi(x) + (2 - 2\alpha_0) \varphi(x+1) + (3 - 2\alpha_0) \varphi(x+2) = -x$$

для всех $x \in [0, 1]$. Поскольку $\text{supp } \varphi = [0, 3]$, легко проверяется, что для всех $y \in \mathbb{R}$ получаем

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} \varphi(y+n) = 1, \quad \sum_{n \in \mathbb{Z}} (n+1 - 2\alpha_0) \varphi(y+n) = -y.$$

Все полиномы степени меньшей или равной 1 могут быть записаны в виде линейных комбинаций $\varphi(x-n)$. Что-то похожее происходит и в общем случае: условия (7.2.20) гарантируют, что все полиномы степени меньшей или равной L могут быть образованы линейными комбинациями $\varphi(x-n)$. (См. работы Фикса и Стренга [80] и Каваретты, Дамена и Мичелли [29].) Это снова можно использовать для объяснения, почему условия $\left. \frac{d^l}{d\xi^l} m_0 \right|_{\xi=\pi} = 0, l = 0, \dots, L$, применяются в схемах субполосной фильтрации. В идеале хочется, чтобы низкочастотный канал после фильтрации содержал все медленно меняющиеся характеристики,

а с помощью другого канала находились лишь истинные «высокочастотные» характеристики. Полиномы низкой степени являются существенно медленно меняющимися особенностями, и правила сумм (7.2.20) гарантируют, что они (или их ограничения на большой интервал для того, чтобы остаться в $L^2(\mathbb{R})$; здесь мы не обращаем внимания на краевые эффекты) принадлежат каждому V_J , т. е. полностью задаются низкочастотным каналом.

При разработке КИХ-фильтров для субполосного кодирования числу нулевых моментов m_0 не обязательно уделять много внимания, что отражается в «плоскости» фильтра около $\xi = \pi$.¹⁰ Следовательно, уже другое рассуждение показывает, что в приложениях с каскадными фильтрами, тем не менее, важно иметь по крайней мере несколько нулевых моментов. Предположим, к некоторому сигналу мы последовательно трижды применим низкочастотную фильтрацию + децимацию. Если первоначальный сигнал назовем f^0 , а преобразование Фурье $\hat{f}^0(\xi) = \sum_n f_n^0 e^{-in\xi}$, то результатом одного шага действия «фильтрация + децимация» будет последовательность f_n^1 , где $\hat{f}^1(\xi) = \sum_n f_n^1 e^{-in\xi}$ вычисляется по формуле

$$\hat{f}^1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\hat{f}^0\left(\frac{\xi}{2}\right) m_0\left(\frac{\xi}{2}\right) + \hat{f}^0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) m_0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) \right]. \quad (7.4.1)$$

Второй член можно рассматривать как результат перекрытия частот в силу недостаточной частоты выбора значений в f^1 . Аналогичным образом, три подобные операции приводят к формуле

$$\hat{f}^3(\xi) = 2^{-3/2} \left[\hat{f}^0\left(\frac{\xi}{8}\right) m_0\left(\frac{\xi}{8}\right) m_0\left(\frac{\xi}{4}\right) m_0\left(\frac{\xi}{2}\right) + 7 \text{ «сложенных» членов} \right]. \quad (7.4.2)$$

Следовательно, произведение $m_0(\xi)m_0(2\xi)m_0(4\xi)$ играет важную роль. Рисунок 7.6 показывает, как это произведение выглядит для идеального низкочастотного фильтра, $m_0(\xi) = 1$ для $|\xi| \leq \pi/2$, 0 для $\pi/2 \leq |\xi| \leq \pi$. Если низкочастотный фильтр не идеален, то он немного «протечет» в область высоких частот $\pi/2 \leq |\xi| \leq \pi$. Тогда важно погасить эту протечку, особенно если фильтры каскадные; она влияет на «периодизированные» члены из (7.4.1) и может привести к видимому или слышимому искажению, как только вводится квантование и идеальное восстановление больше не достижимо. В идеальном случае, изображенном на

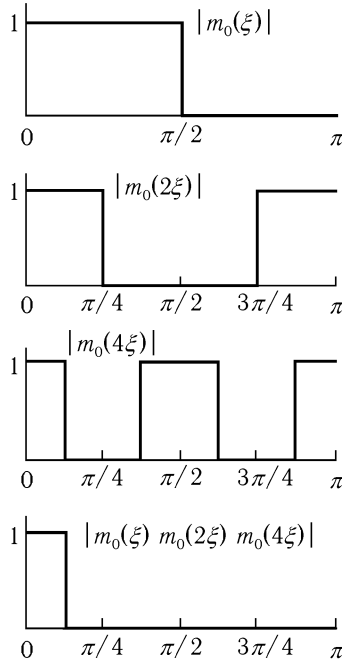


Рис. 7.6. Графики $m_0(\xi)$, $m_0(2\xi)$, $m_0(4\xi)$ и их произведение для идеального низкочастотного фильтра

на рисунке 7.6, «горб» $m_0(2\xi)$ для $\xi \in [3\pi/4, \pi]$ исчезает в произведении $m_0(\xi)m_0(2\xi)m_0(4\xi)$, потому что $m_0(\xi) = 0$ на этом интервале. То же происходит для дополнительных «горбов» $m_0(4\xi)$ и приводит к выполнению соотношений $m_0(\xi)m_0(2\xi)m_0(4\xi) = 1$, если $\xi \in [0, \pi/8[$, $= 0$, если $\xi \in]\pi/8, \pi]$. В неидеальном случае подобный эффект достигается в предположении, что m_0 имеет ноль разумной кратности в $\xi = \pi$, из-за чего исчезает максимум $m_0(2\xi)$ в цепочке фильтров. Этот феномен продемонстрирован на рисунке 7.7, где вейвлет-фильтр сравнивается с невейвлетным фильтром идеального восстановления. На рисунке 7.7а мы видим графики $|m_0(\xi)|$ для двух ортонормированных фильтров идеального восстановления (т.е. $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$), каждый с восемью отводами. Фильтр слева соответствует примеру, построенному в § 6.4, с двумя нулевыми моментами (т.е. m_0 имеет ноль кратности 2

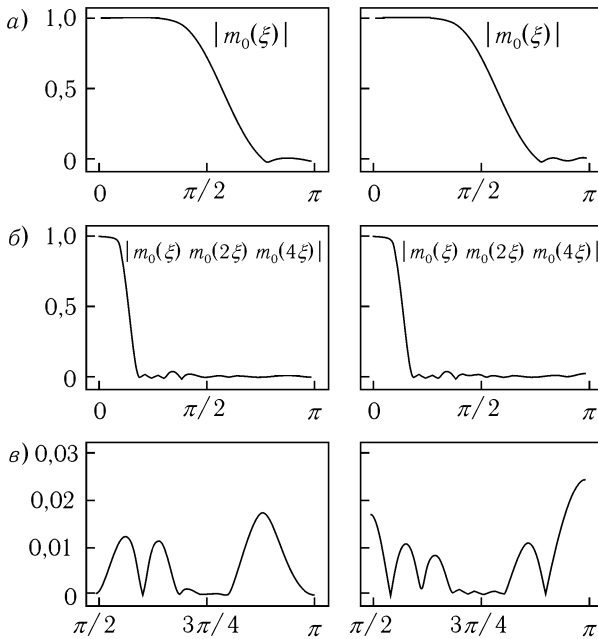


Рис. 7.7. Сравнение трех цепочек для двух низкочастотных 8-отводных фильтров со свойством идеального восстановления: (а) графики $|m_0(\xi)|$, (б) графики $|m_0(\xi)m_0(2\xi)m_0(4\xi)|$, (в) увеличения (б) на $\pi/2 \leq \xi \leq \pi$

в $\xi = \pi$) и дополнительным нулем в $\xi = 7\pi/9$. Фильтр справа не является вейвлет-фильтром, поскольку $m_0(\pi) \neq 0$, и тогда $m_0(0) \neq 1$. Он построен скорее в соответствии с обычными представлениями, с помощью концепции «равной пульсации». В этом случае расположение узлов выбирается так, чтобы амплитуда двух лепестков была такой же, как и амплитуда одного лепестка в вейвлет-фильтре слева. При этом пропускная полоса берется настолько узкой, насколько это возможно для такого ограничения. Итоговый фильтр будет несколько круче, чем вейвлет-фильтр (его первый нуль расположен в $\xi = 0.76\pi$, вместо 0.78π для примера с вейвлетом) и более походит на идеальный фильтр. (Конечно, они оба достаточно далеки от идеального случая, но вспомним, что мы использовали лишь восемь отводов!) На рисунке 7.7б изображены произведения $|m_0(\xi)m_0(2\xi)m_0(4\xi)|$ для двух этих примеров, а на

рисунке 7.7в — их увеличения в области $\pi/2 \leq \xi \leq \pi$. Ясно, что во втором (не вейвлет) случае протечка в область высоких частот более существенна, чем в случае вейвлетов. Это верно и в L^2 -смысле, и в смысле амплитуды (наивысший пик справа примерно на 3 децибелла выше, чем пик слева). Этот эффект может стать еще более заметным, когда рассматриваются большие фильтры.¹¹

Примечания

1. Между прочим, это доказывает, что утверждение в замечании 3 на стр. 983 в [53] *неверно*. Я сделала ошибку при получении численного значения μ из доказательства Мейера.

2. Это именно то, что было сделано в приложении [53]. Остерегайтесь, однако, опечаток в приложении.

3. Если убрать ограничение, что F — функция из L^1 с компактным носителем, то возможно существование многих других решений. С другой стороны, если мы будем на этом настаивать, то обязательно выполняется соотношение $\sum_{k=0}^K c_k = 2^{m+1}$ для некоторого $m \in \mathbb{N}$, и F будет m -й производной решения из L^1 с компактным носителем для уравнения, полученного заменой c_k на $2^{-m}c_k$. Общность не теряется при ограничении $\sum c_k = 2$. Доказательство можно посмотреть у Добеши и Лагариса в [59].

4. Во всех примерах, которые мы будем рассматривать, на самом деле не обязательно выбирать специфическую F_0 , построенную ниже: алгоритм работал бы для любой F_0 с интегралом, равным единице.

5. Мы неявно предполагаем, что c_k — вещественные. Все остается по-прежнему для комплексных c_k , но тогда $v(x) \in \mathbb{C}^K$.

6. В этом частном случае, наделяя E_1 нормой $\|(a, -a - b, b)\|^2 = a^2 + b^2$ (эквивалентной обычной евклидовой норме на E_1), находим, что $\sup_{u \in E_1} \|T_0 u\| / \|u\| \simeq 0.728$, $\sup_{u \in E_1} \|T_1 u\| / \|u\| \simeq 0.859$, тогда $\|v_{j+1}(x) - v_j(x)\| \leq A^j \|v_1(x) - v_0(x)\|$, где $A = 0.859$ в силу (7.2.11). Немедленно получаем,

$$\begin{aligned} \|v_j(x)\| &\leq \|v_0(x)\| + C \sum_{k=1}^j \|v_k(x) - v_{k-1}(x)\| \leq \\ &\leq \|v_0(x)\| + (1 - A)^{-1} C \|v_1(x) - v_0(x)\|, \end{aligned}$$

что равномерно ограничено по x и j .

7. Следующие рассуждения тоже дают прямое доказательство. Предположим, что $2^{-(j+1)} \leq y - x \leq 2^{-j}$. Тогда существует такое $l \in \mathbb{N}$, что верно лишь одно из двух: $(l - 1)2^{-j} \leq x \leq y \leq l2^{-j}$ либо $(l - 1)2^{-j} \leq x \leq l2^{-j} \leq y \leq (l + 1)2^{-j}$. Мы обсудим лишь второй случай; первый с ним схож. Мы имеем:

$$\begin{aligned} |f(x) - f(y)| &\leq |f(x) - f_j(x)| + |f_j(x) - f_j(l2^{-j})| + \\ &\quad + |f_j(l2^{-j}) - f_j(y)| + |f_j(y) - f(y)| \leq \\ &\leq 2C 2^{-\alpha j} + |f_j(x) - f_j(l2^{-j})| + |f_j(y) - f_j(l2^{-j})| \end{aligned}$$

в силу (7.2.17). Вследствие выбора l , существует такое $k \in \mathbb{N}$, что $x' = x - k$ и $l'2^{-j} = l2^{-j} - k$ лежат в $[0, 1]$. Более того, мы можем выбрать двоичные разложения для x' и $l'2^{-j}$, в которых первые j цифр совпадают (выбираем разложение, оканчивающееся единицами для $l'2^{-j}$ и нулями для x' , если x' — диадическое). Следовательно,

$$\begin{aligned} |f_j(x) - f_j(l2^{-j})| &\leq \|v_j(x') - v_j(l'2^{-j})\| = \\ &= \|T_{d_1(x')} \cdots T_{d_j(x')} [v_0(\tau^j x') - v_0(\tau^j(l'2^{-j}))]\| \leq C 2^{-\alpha j}, \end{aligned}$$

где использовали оценку $\|T_{d_1} \cdots T_{d_m}|_{E_2}\| \leq C 2^{-\alpha j}$, ограниченность v_0 и принадлежность $v_0(u) - v_0(u') \in E_1$ для всех u, u' . Аналогично можно оценить $|f_j(y) - f_j(l2^{-j})|$. Все вместе это приводит к оценке

$$|f(x) - f(y)| \leq C' 2^{-\alpha j} \leq C'' |x - y|^\alpha,$$

которая доказывает непрерывность по Гёльдеру с показателем α .

8. Здесь исправлена ошибка, допущенная в первом издании, где для $N = 2$ в качестве показателя Гёльдера было задано слишком большое значение. Я благодарна Вильемосу и Хейлу за то, что указали на эту ошибку. Между прочим, случай $N = 2$ является примером, в котором наилучшее из возможных λ из (7.2.21) строго больше, чем $\max \left[\rho(T_0|_{E_1}), \rho(T_1|_{E_1}) \right]$. В этом случае $\rho(T_0|_{E_1}) = \rho(T_1|_{E_1}) = \frac{3}{5}$ и $\frac{5}{3} [\rho(T_0 T_1^{12})]^{1/13} \simeq 1.09946 \dots > 1$.

9. Конечно, в работе Бейлкина, Койфмана и Рохлина [24] содержится намного больше! Для большого класса матриц оказывается, что после преобразования с использованием ортонормированного базиса вейвлетов плотные матрицы размерности $N \times N$ сводятся к разреженным

структурам, содержащим лишь $O(N)$ элементов, превосходящих порог ε . Общая L^2 -ошибка, полученная отбрасыванием всех элементов, меньших, чем ε , оказывается $O(\varepsilon)$, что является гораздо более глубоким результатом, чем объясняемое здесь «сжатие». Это в сущности $T(1)$ теорема Давида и Журне, при доказательстве которой используется «тяжелая» аналитика.

10. Последующие рассуждения также выполняются для биортонального случая (глава 8), где плоскость $|m_0|$ в $\xi = 0$ и $\xi = \pi$ необязательно одинакова. Важна именно кратность нуля в $\xi = \pi$.

11. В [43] Коэн и Джонстон построили фильтры, которые оптимизируют критерии, являющиеся смесью обычных представлений и пожеланий, вытекающих из теории вейвлетов.

ГЛАВА 8

Симметрия базисов вейвлетов с компактными носителями

Все рассмотренные нами до сих пор примеры ортонормированных базисов вейвлетов с компактными носителями, являются заметно несимметричными, в отличие от встречавшихся ранее вейвлет-базисов с бесконечными носителями, например, базисов Мейера и Батла–Лемарье. В этой главе мы обсудим, почему возникает такая асимметрия, что можно с этим сделать и можно ли что-либо с этим сделать.

8.1. Отсутствие симметрии для ортонормированных вейвлетов с компактным носителем

В главе 5 мы уже видели, что кратномасштабный анализ не определяет φ, ψ однозначно. Это снова подтверждается следующей леммой.

Лемма 8.1.1. *Если семейство функций $f_n(x) = f(x - n)$ и $g_n(x) = g(x - n)$, $n \in \mathbb{Z}$, образуют ортонормированные базисы в одном и том же подпространстве E в $L^2(\mathbb{R})$, то существует 2π -периодическая функция $\alpha(\xi)$, $|\alpha(\xi)| = 1$, для которой $\widehat{g}(\xi) = \alpha(\xi)\widehat{f}(\xi)$.*

Доказательство.

1. Поскольку функции f_n представляют ортонормированный базис для $E \ni g$, то $g = \sum_n \alpha_n f_n$ и $\sum_n |\alpha_n|^2 = \|g\|^2 = 1$. Следовательно, $\widehat{g}(\xi) = \alpha(\xi)\widehat{f}(\xi)$, где $\alpha(\xi) = \sum_n \alpha_n e^{-in\xi}$.

2. Как показано в главе 5, ортонормированность $f(\cdot - n)$ эквивалентна условию $\sum_m |\widehat{f}(\xi - 2\pi m)|^2 = (2\pi)^{-1}$ п.в. Аналогично получаем, что $\sum_m |\widehat{g}(\xi - 2\pi m)|^2 = (2\pi)^{-1}$. Следовательно, $|\alpha(\xi)| = 1$. ■

Однако мы также имеем и такую лемму.

Лемма 8.1.2. Если $(\alpha_n)_{n \in \mathbb{Z}}$ является конечной последовательностью (в которой число ненулевых элементов велико, но конечно) и если $|\alpha(\xi)| = 1$, то $\alpha_n = \alpha \delta_{n, n_0}$ для некоторого $n_0 \in \mathbb{Z}$.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Поскольку $|\alpha(\xi)|^2 = 1$, имеем

$$\sum_n \alpha_n \overline{\alpha_{n+l}} = \delta_{l,0}. \quad (8.1.1)$$

2. Определим n_1, n_2 так, чтобы $\alpha_{n_1} \neq 0 \neq \alpha_{n_2}$ и $\alpha_n = 0$, если $n < n_1$ или $n > n_2$.

3. В силу (8.1.1) заключаем, что $\sum_n \alpha_n \overline{\alpha_{n+n_2-n_1}} = \delta_{n_2-n_1,0}$. Но по определению n_1, n_2 сумма состоит из единственного члена $\alpha_{n_1} \overline{\alpha_{n_2}}$, ненулевого по определению. Отсюда $n_1 = n_2$. ■

Из этих двух лемм следует, что φ, ψ с компактными носителями являются единственными для данного кратномасштабного анализа, с точностью до сдвига.

Следствие 8.1.3. Если обе функции f, g имеют компактные носители, а семейства $f_n = f(\cdot - n)$, $g_n = g(\cdot - n)$, $n \in \mathbb{Z}$ образуют два ортонормированных базиса для одного и того же пространства E , то $g(x) = \alpha f(x - n_0)$ для некоторых $\alpha \in \mathbb{C}$, $|\alpha| = 1$, $n_0 \in \mathbb{Z}$.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

По лемме 8.1.1 мы имеем $\widehat{g}(\xi) = \alpha(\xi) \widehat{f}(\xi)$, где $\alpha_n = \int dx g(x) \overline{f(x-n)}$. Поскольку f, g имеют компактный носитель, то лишь конечное число $\alpha_n \neq 0$. Следовательно, по лемме 8.1.2 получаем, что $\alpha(\xi) = \alpha e^{-in_0\xi}$, откуда $g(x) = \alpha f(x - n_0)$. ■

В частности, если φ_1, φ_2 имеют компактные носители и являются «ортонормированными»¹ масштабирующими функциями для одного и того же кратномасштабного анализа, то φ_2 является сдвигом φ_1 : константа α обязательно равняется 1, поскольку принято, что $\int dx \varphi_2(x) = 1 = \int dx \varphi_1(x)$ (см. главу 5). Этот результат о единственности можно использовать для доказательства того, что за исключением базиса Хаара все вещественные ортонормированные базисы вейвлетов, имеющие компактный носитель, будут несимметричными.

Теорема 8.1.4. Предположим, что φ и ψ , масштабирующая функция и вейвлет в некотором кратномасштабном анализе, имеют компактные носители и являются вещественными. Если ψ имеет ось симметрии или антисимметрии, то ψ является функцией Хаара.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Мы всегда можем сдвинуть φ , чтобы выполнялось $h_n = \int dx \varphi(x) \varphi(x - n) = 0$ для $n < 0$, $h_0 \neq 0$. Поскольку φ — вещественная, то такими же будут и h_n . Пусть N будет наибольшим индексом, для которого коэффициент h_n не равен нулю: $h_N \neq 0$, $h_n = 0$ для $n > N$. Тогда N — нечетное, потому что предположение о четности N , $N = 2n_0$, вместе с равенством

$$\sum_n h_n h_{n+2l} = \delta_{l,0}$$

привело бы к противоречию, если положить $l = n_0$.

2. Так как $h_n = 0$ для $n < 0$, $n > N$, $\text{supp } \varphi = [0, N]$ по лемме 6.2.2.² Тогда обычное определение (5.1.34) дает $\text{supp } \psi = [-n_0, n_0 + 1]$, где $n_0 = \frac{N-1}{2}$. Таким образом, ось симметрии обязательно проходит через $\frac{1}{2}$, и мы имеем $\psi(1-x) = \psi(x)$ или $\psi(1-x) = -\psi(x)$.

3. Следовательно,

$$\psi_{j,k}(-x) = \pm 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x + k + 1) = \pm \psi_{j, -(k+1)}(x),$$

что означает инвариантность пространств W_j под действием отображения $x \mapsto -x$. Поскольку $V_j = \bigoplus_{k>j} W_k$, то V_j также инвариантны.

4. Теперь определим $\tilde{\varphi}(x) = \varphi(N-x)$. Тогда функции $\tilde{\varphi}(\cdot - n)$ образуют ортонормированный базис в V_0 (потому что V_0 инвариантно под действием $x \mapsto -x$), $\int dx \tilde{\varphi}(x) = \int dx \varphi(x) = 1$ и $\text{supp } \tilde{\varphi} = \text{supp } \varphi$. Из следствия 8.1.3 получаем, что $\tilde{\varphi} = \varphi$, т.е. $\varphi(N-x) = \varphi(x)$. Следовательно,

$$\begin{aligned} h_n &= \sqrt{2} \int dx \varphi(x) \varphi(2x - n) = \sqrt{2} \int dx \varphi(N-x) \varphi(N-2x-n) = \\ &= \sqrt{2} \int dy \varphi(y) \varphi(2y - N + n) = h_{N-n}. \end{aligned} \quad (8.1.2)$$

5. С другой стороны,

$$\begin{aligned} \delta_{l,0} &= \sum_n h_n h_{n+2l} = \sum_m h_{2m} h_{2m+2l} + \sum_m h_{2m+1} h_{2m+2l+1} = \\ &= \sum_m h_{2m} h_{2m+2l} + \sum_m h_{2n_0-2m} h_{2n_0-2m-2l} = \\ &\quad (\text{для второго слагаемого используем (8.1.2)}) \\ &= 2 \sum_m h_{2m} h_{2m+2l}. \end{aligned}$$

В силу леммы 8.1.2 это приводит к выполнению $h_{2m} = \delta_{m, m_0} \alpha$ для некоторых $m_0 \in \mathbb{Z}$, $|\alpha| = 2^{-1/2}$. Поскольку мы предполагали $h_0 \neq 0$, это означает $h_{2m} = \delta_{m, 0} \alpha$. В силу (8.1.2) имеем $h_N = h_0 = \alpha$, и в общем случае $h_{2m+1} = \alpha \delta_{m, n_0}$. Нормировка $\sum h_n = \sqrt{2}$ (см. главу 5) фиксирует значение α : $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

6. Тогда мы имеем $h_{2m} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{m, 0}$, $h_{2m+1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_{m, n_0}$ или $m_0(\xi) = \frac{1}{2}(1 + e^{-iN\xi})$. Следовательно, $\widehat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1}((1 - e^{-iN\xi})/iN\xi)$ или $\varphi(x) = N^{-1}$ для $0 \leq x \leq N$, $\varphi(x) = 0$ в противном случае. Если $N = 1$, то это в точности дает базис Хаара. Если $N > 1$, то $\varphi(\cdot - n)$ не будут ортонормированными, что противоречит предположениям теоремы. ■

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Отсутствие симметричных или антисимметричных вещественных вейвлетов с компактными носителями не станет сюрпризом для читателей, знакомых с субполосным кодированием: Смит и Барнвел в [166] уже отмечали, что симметрия не совместима со свойством точного восстановления в субполосной фильтрации. Единственным новым результатом теоремы 8.1.4 является обязательная симметричность h_n при условии, что ψ симметрична, но в любом случае справедливость этого результата интуитивно ясна.

2. Если снять ограничение на вещественность φ , то симметрия становится возможной, даже если φ имеет компактный носитель (Лоутон, личное общение, 1990). □

Таким образом, асимметрия всех примеров, изображенных на рисунках в § 6.4, не устранима. Но почему это должно нас волновать? Симметрия хороша, но не можем ли мы обойтись без нее? В некоторых приложениях она действительно вообще не важна. В приложениях из численного анализа из работы Бейлкина, Койфмана и Рохлина [24], например, очень хорошо работают весьма асимметричные вейвлеты. В других приложениях асимметрия может стать неприятностью. Например, при кодировании изображения ошибки квантования часто бывают более заметными у краев изображения. Таково свойство нашей зрительной системы, что мы терпимы скорее к симметричным ошибкам, чем к асимметричным. Другими словами, меньшая асимметрия привела бы к большей сжимаемости при одинаковой ошибке восприятия.³ Более того, симметричные фильтры облегчают работу с краями изображения (см. также главу 10); это является другой причиной того, почему

в литературе о субполосном кодировании предпочитают симметрию. В следующих параграфах обсуждается, что мы можем предпринять, чтобы сделать ортонормированные вейвлеты менее асимметричными, или как получить симметрию, отказавшись от ортонормированности.

8.1.1. Ближе к линейной фазе

Симметричные фильтры часто называются фильтрами с *линейной фазой*. Если фильтр не симметричен, то его отклонение от симметрии характеризуется тем, насколько его фаза отличается от линейной функции. Более точно, фильтр с коэффициентами a_n называется фильтром с *линейной фазой*, если фаза функции $a(\xi) = \sum_n a_n e^{-in\xi}$ является линейной функцией от ξ , т. е. если для некоторого $l \in \mathbb{Z}$

$$a(\xi) = e^{-il\xi} |a(\xi)|.$$

Это означает, что a_n симметричны относительно l , $a_n = a_{2l-n}$. Заметим, что в соответствии с этим определением, фильтр Хаара $m_0(\xi) = (1 + e^{-i\xi})/2$ не является фильтром с линейной фазой, хотя коэффициенты фильтра очевидно симметричны. Причина в том, что $h_n^{\text{Хаар}}$ симметричны относительно $\frac{1}{2} \notin \mathbb{Z}$, в этом случае

$$m_0(\xi) = \begin{cases} e^{-i\xi/2} |m_0(\xi)|, & \text{если } 0 \leq \xi \leq \pi, \\ -e^{-i\xi/2} |m_0(\xi)|, & \text{если } \pi \leq \xi \leq 2\pi. \end{cases}$$

Фаза разрывна в π , где $|m_0| = 0$. Если мы расширим определение фильтра с линейной фазой, включив также фильтры, у которых фаза $a(\xi)$ — кусочно-линейная с постоянным угловым коэффициентом и разрывна лишь в нулях $|a(\xi)|$, то фильтры с симметрией, как у фильтра Хаара, тоже будут содержаться в определении. Идея превращения фильтра в фильтр, «близкий» симметричному, заключается в некотором фокусе с его фазой с целью сделать ее «почти» линейной. Применим это к «обычной» конструкции ${}_N\varphi$, ${}_N\psi$, данной в § 6.4. В этом случае мы имеем

$$|{}_N m_0(\xi)|^2 = (\cos \xi/2)^{2N} P_N(\sin^2 \xi/2),$$

коэффициенты ${}_N h_n$ определены извлечением «квадратных корней» P_N с помощью спектральной факторизации. Обычно это означает, во-первых, представление полинома $L(z)$, определенного с помощью $L(e^{i\xi}) = P_N(\sin^2 \xi/2)$, в виде произведения $(z - z_l)(z - \bar{z}_l)(z - z_l^{-1})(z - \bar{z}_l^{-1})$ или

$(z - r_l)(z - r_l^{-1})$, где z_l, r_l , соответственно, комплексные и вещественные корни L и, во-вторых, выбор одной пары $\{z_l, \bar{z}_l\}$ из каждой четверки комплексных корней и одного значения r_l из каждой пары вещественных корней. С точностью до нормировки m_0 равняется

$${}_N m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^N \prod_l (e^{-i\xi} - z_l)(e^{-i\xi} - \bar{z}_l) \prod_k (e^{-i\xi} - r_k).$$

Тогда фазу ${}_N m_0$ можно вычислить по фазе каждой из составляющих. Поскольку

$$(e^{-i\xi} - R_l e^{-i\alpha_l})(e^{-i\xi} - R_l e^{i\alpha_l}) = e^{-i\xi}(e^{-i\xi} - 2R_l \cos \alpha_l + R_l^2 e^{i\xi})$$

и

$$(e^{-i\xi} - r_l) = e^{-i\xi/2}(e^{-i\xi/2} - r_l e^{i\xi/2}),$$

соответствующими вкладами фаз являются

$$\Phi_l(\xi) = \arctg \left(\frac{(R_l^2 - 1) \sin \xi}{(1 + R_l^2) \cos \xi - 2R_l \cos \alpha_l} \right)$$

и

$$\Phi_l(\xi) = \arctg \left(\frac{r_l + 1}{r_l - 1} \operatorname{tg} \frac{\xi}{2} \right).$$

Выберем арктангенс так, чтобы Φ_l была непрерывной на $[0, 2\pi]$ и $\Phi_l(0) = 0$. На примере базиса Хаара видно, что это может не быть «истинной» фазой: мы отутюжили возможные разрывы. Однако, чтобы увидеть, насколько фаза линейна, такая утюжка есть в точности то, что мы хотим сделать. Более того, нам хотелось бы выделить лишь нелинейную часть Φ_l . Тогда мы определим

$$\Psi_l(\xi) = \Phi_l(\xi) - \frac{\xi}{2\pi} \Phi_l(2\pi).$$

В § 6.4 при построении ${}_N \varphi$ мы систематически выбираем все z_l, r_l с абсолютным значением, меньшим 1. Это так называемый выбор «экстремальной фазы», который приводит к общей фазе $\Psi_{\text{общ}}(\xi) = \sum_l \Psi_l(\xi)$, являющейся очень нелинейной (см. рисунок 8.1). Чтобы выбрать m_0 ,

максимально приближенным к линейной фазе, мы должны выбрать нули, чтобы $\Psi_{\text{общ}}(\xi)$ было как можно ближе к нулю. На практике существует $2^{\lfloor N/2 \rfloor}$ возможностей. Это число можно уменьшить вдвое: для каждой возможности выбор всех других нулей приводит к комплексному сопряжению m_0 (с точностью до сдвига фазы) и, таким образом, к зеркальному образу φ . Для $N = 2$ или 3 фактически существует лишь одна пара φ_N, ψ_N . Для $N \geq 4$ можно сравнивать $2^{\lfloor N/2 \rfloor - 1}$ различных графиков $\Psi_{\text{общ}}$, чтобы выбрать наиболее близкий к линейной фазе. Чистый эффект перехода от $z_l, \bar{z}_l$ к $z_l^{-1}, \bar{z}_l^{-1}$ будет более значителен, если R_l близко к 1, а α_l близко к 0 или π . На рисунке 8.1 мы показываем графики $\Psi_{\text{общ}}(\xi)$ для $N = 4, 6, 8, 10$ одновременно для первоначальной конструкции из § 6.4 и случая с самой плоской $\Psi_{\text{общ}}$. Между прочим, во всех случаях первоначальная конструкция соответствует менее плоской $\Psi_{\text{общ}}$, т. е. наиболее асимметричной φ . «Наименее асимметричные» φ и ψ , относящиеся к возможно более плоской $\Psi_{\text{общ}}$, изображены на рисунке 6.4 для $N = 2, 6, 8, 10$. Соответствующие коэффициенты фильтра приведены в таблице 6.3 для всех N от 4 до 10.

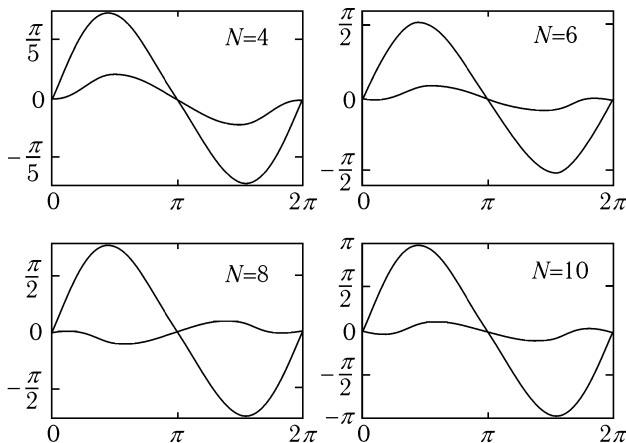


Рис. 8.1. Нелинейная часть $\Psi_{\text{общ}}(\xi)$ фазы $m_0(\xi)$ для $N = 4, 6, 8$ и 10 при выборе экстремальной фазы (наибольшая амплитуда) и при «ближайшем к линейной фазе» выборе (самая плоская кривая)

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. При обсуждении мы ограничились случаем, когда m_0 и $|\mathcal{L}|^2$ задаются, соответственно, формулами (6.1.10) и (6.1.12). Это означает, что на рисунке 6.4 изображена функция φ наименее асимметричная среди функций, имеющих носитель ширины $2N-1$, для которых функция ψ имеет N нулевых моментов. (Это минимальная ширина для N нулевых моментов.) Если для φ допускается больший носитель, то ее можно сделать более симметричной. Эти более широкие решения соответствуют выбору $R \neq 0$ в (6.1.11). Функции φ из следующей части, к примеру, более симметричны, чем показанные на рисунке 6.4, но они имеют носитель большей ширины.

2. Можно получить даже больше симметрии, если несколько отойти от «стандартной» схемы кратномасштабного анализа, объясненного в главе 5. Предположим, что h_n — это коэффициенты, относящиеся к «стандартному» кратномасштабному анализу и соответствующему ортонормированному базису (с компактным носителем или без него). Определим функции $\varphi^1, \varphi^2, \psi^1, \psi^2$ с помощью

$$\begin{aligned}\varphi^1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n \varphi^2(2x - n), \\ \varphi^2(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_{-n} \varphi^1(2x - n), \\ \psi^1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n (-1)^n h_{-n+1} \varphi^2(2x - n), \\ \psi^2(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n (-1)^n h_{n-1} \varphi^1(2x - n).\end{aligned}$$

Вычисления, сходные с проведенными в главе 5, показывают, что функции $\psi_{2j,k}^1(x) = 2^{-j} \psi^1(2^{-2j}x - k)$, $\psi_{2j+1,k}^2(x) = 2^{-j-1/2} \psi^2(2^{-2j-1}x - k)$ ($j, k \in \mathbb{Z}$) образуют ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Поскольку данная выше рекурсия соответствует

$$\widehat{\varphi}^1(\xi) = m_0(\xi/2) \overline{m_0(\xi/4)} m_0(\xi/8) \overline{m_0(\xi/16)} \dots = \prod_{j=1}^{\infty} [m_0(2^{-2j-1}\xi) \overline{m_0(2^{-2j-2}\xi)}],$$

то можно ожидать, что фаза $\widehat{\varphi}^1$ ближе к линейной фазе, чем фаза $\widehat{\varphi}(\xi) = \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi)$. Заметим также, что $\widehat{\varphi}_2(\xi) = \overline{\widehat{\varphi}_1(\xi)}$, $\widehat{\psi}_2(\xi) = \overline{\widehat{\psi}_1(\xi)}$; откуда $\varphi_2(x) = \varphi_1(-x)$, $\psi_2(x) = \psi_1(-x)$. На рисунке 8.2 показаны φ_1, ψ_1 , вычисленные по h_n для $N = 2$, т. е. $h_0 = \frac{1+\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$, $h_1 = \frac{3+\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$, $h_2 = \frac{3-\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$, $h_3 = \frac{1-\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$. (В отличие от предыдущей конструкции такое «переключение»

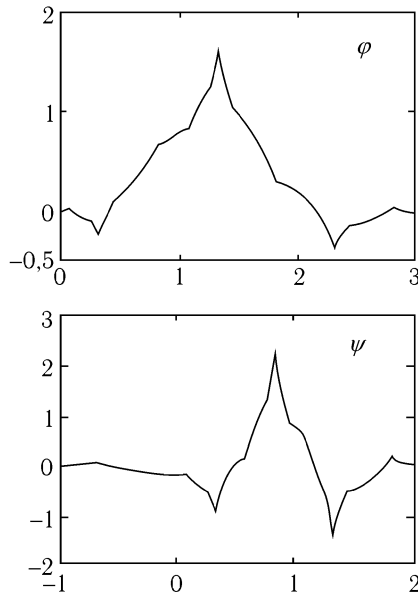


Рис. 8.2. Масштабирующая функция φ_1 и вейвлет ψ_1 , полученные после применения «трюка с переключением» к вейвлет-фильтру с 4 отводами из § 6.4

порождает разницу даже для $N = 2$.) Для «наименее асимметричных» h_n из таблицы 6.3 такая техника приводит к несколько «улучшенной» φ , но, кажется, мало действует на ψ . $\square$

8.2. Койфлеты

В § 7.4 мы увидели одно преимущество большого числа нулевых моментов для ψ : это приводит к лучшей сжимаемости, потому что вейвлет-коэффициенты функции для мелких масштабов будут преимущественно нулевыми там, где функция гладкая. Поскольку $\int dx \varphi(x) = 1$, подобного не может произойти для $\langle f, \varphi_{j,k} \rangle$. По-прежнему, если $\int dx x^l \varphi(x) = 0$ для $l = 1, \dots, L$, то мы можем применить те же рассуждения о разложении в ряд Тейлора и вывести заключение, что для больших J имеем $\langle f, \varphi_{-J,k} \rangle \simeq 2^{J/2} f(2^{-J}k)$, при этом ошибка будет пренебрежимо мала, если f гладкая. Это означает, что мы име-

ем особенно простое квадратурное правило для перехода от выборки, представляющей f , к коэффициентам мелкого масштаба $\langle f, \varphi_{-j,k} \rangle$. По этой причине Р. Койфман предположил весной 1989 года, что внимания заслуживает ортонормированный базис вейвлетов, в котором нулевые моменты имеет не только функция ψ , но также и φ .⁴ В этой части я кратко обрисую, как это можно сделать, детали приведены в работе Добеши [55]. Поскольку вопрос о таких базисах впервые был поставлен Койфманом (имея ввиду их применение в алгоритме Бейлкина, Койфмана, Рохлина), я назвала полученные вейвлеты «койфлетами».

Целью является нахождение таких ψ, φ , что

$$\int dx x^l \psi(x) = 0, \quad l = 0, \dots, L-1 \quad (8.2.1)$$

и

$$\int dx \varphi(x) = 1, \quad \int dx x^l \varphi(x) = 0, \quad l = 1, \dots, L-1; \quad (8.2.2)$$

тогда L называется *порядком* койфлета. Мы уже знаем, как выразить (8.2.1) в терминах m_0 . Это эквивалентно

$$m_0(\xi) = \left(\frac{1 + e^{-i\xi}}{2} \right)^L \mathcal{L}(\xi). \quad (8.2.3)$$

Чему соответствует (8.2.2)? Это требование эквивалентно условию $\left. \frac{d^l}{d\xi^l} \widehat{\varphi} \right|_{\xi=0} = 0, l = 1, \dots, L-1$. Проверим, что означает $\widehat{\varphi}'(0) = 0$ для m_0 . Поскольку $\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2)$, мы имеем

$$\widehat{\varphi}'(\xi) = \frac{1}{2} m'_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2) + \frac{1}{2} m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}'(\xi/2);$$

откуда

$$\widehat{\varphi}'(0) = \frac{1}{2} m'_0(2\pi)^{-1/2} + \frac{1}{2} \widehat{\varphi}'(0)$$

или

$$m'_0(0) = (2\pi)^{1/2} \widehat{\varphi}'(0).$$

Следовательно, $\int dx x \varphi(x) = 0$ эквивалентно $m'_0(0) = 0$. Точно так же видно, что (8.2.2) эквивалентно $\left(\frac{d^l}{d\xi^l} \widehat{\varphi} \right) \Big|_{\xi=0} = 0, l = 1, \dots, L-1$, или

$$m_0(\xi) = 1 + (1 - e^{-i\xi})^L \widetilde{\mathcal{L}}(\xi), \quad (8.2.4)$$

где $\tilde{\mathcal{L}}$ — тригонометрический полином. В дополнение к (8.2.3) и (8.2.4) полином m_0 , конечно, удовлетворяет и условию $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$. Ограничимся четным L (легчайшим случаем, хотя случай нечетного L не намного сложнее), $L = 2K$. Тогда (8.2.3), (8.2.4) подразумевают, что мы должны найти два тригонометрических полинома $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2$ с условием

$$\left(\cos^2 \frac{\xi}{2}\right)^K \mathcal{P}_1(\xi) = 1 + \left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^K \mathcal{P}_2(\xi). \quad (8.2.5)$$

$$\left(\text{Так как } \left(\frac{1+e^{-i\xi}}{2}\right)^{2K} = e^{-i\xi K} \left(\cos^2 \frac{\xi}{2}\right)^K, \right. \\ \left. (1 - e^{-i\xi})^{2K} = e^{-iK\xi} \left(2i \sin \frac{\xi}{2}\right)^{2K}.\right)$$

Но мы уже знаем, каков общий вид таких $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2$: (8.2.5) — это нечто иное, как уравнение Безу, уже решенное в § 6.1. В частности, $\mathcal{P}_1$ имеет вид

$$\mathcal{P}_1(\xi) = \sum_{k=0}^{K-1} \binom{K-1+k}{k} \left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^k + \left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^K f(\xi),$$

где f — произвольный тригонометрический полином. Осталось разложить f в $m_0(\xi) = (1 + e^{-i\xi})^{2K} \mathcal{P}_1(\xi)$, чтобы выполнялось $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$. Имея $f(\xi) = \sum_{n=0}^{2K-1} f_n e^{-in\xi}$, в [54] я показала, как свести такое разложение к решению системы из K квадратных уравнений для K неизвестных. Эвристические рассуждения приводят к тому, что при больших K эта система будет иметь решение. Явные решения получены численным образом для $K = 1, \dots, 5$. На рисунке 8.3 помещены графики вычисленных φ, ψ , а соответствующие коэффициенты приведены в таблице 8.1. Из рисунка ясно, что φ, ψ более симметричны, чем ${}_N\varphi, {}_N\psi$ из § 6.4 и даже чем φ, ψ из § 8.1, но, конечно, за это пришлось заплатить: койфлет с $2K$ нулевыми моментами обычно имеет ширину носителя $6K - 1$ (для сравнения у ${}_{2K}\varphi$ она равна $4K - 1$).

ЗАМЕЧАНИЕ. $f(\xi) = \sum_{n=0}^{2K-1} f_n e^{-in\xi}$ является не единственно возможным представлением, но для него проще провести вычисления. В [55] я проверила другие представления для маленьких значений K ($K = 1, 2, 3$). Оказывается, что самые гладкие койфлеты (по крайней мере для столь малых значений K)

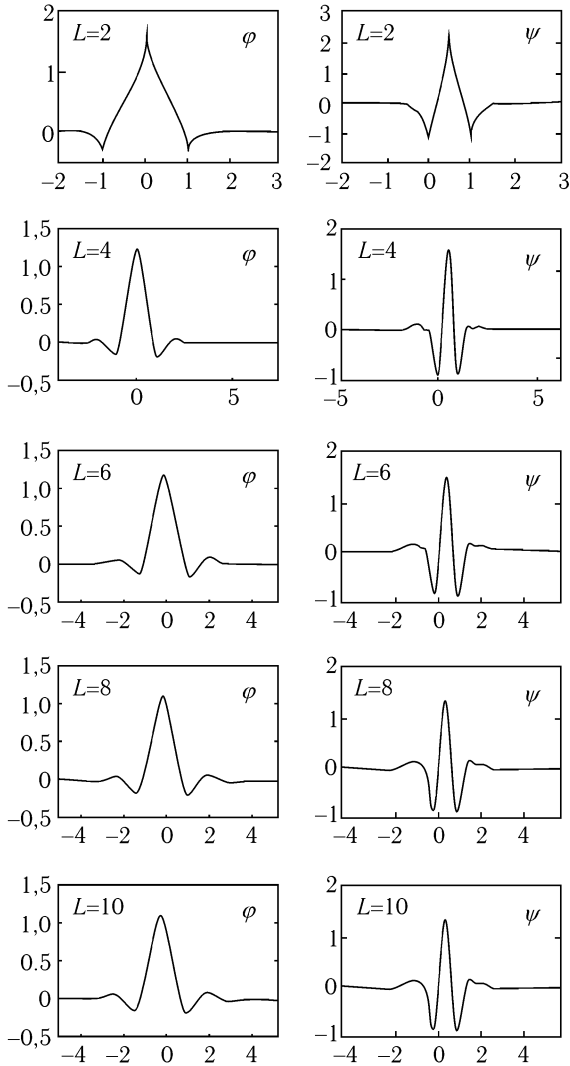


Рис. 8.3. Койфлеты ψ и соответствующие им масштабирующие функции φ для $N = 2, 4, 6, 8$ и 10 . Ширина носителя для φ и ψ во всех случаях равна $3L - 1$

Таблица 8.1. Коэффициенты койфлетов порядка $L = 2K$, $K = 1, \dots, 5$.
(Приведенные коэффициенты нормированы так, чтобы их сумма равнялась 1; они равны $2^{-1/2}h_n$).

	n	$h_n/\sqrt{2}$		n	$h_n/\sqrt{2}$
$K = 1$	-2	-0.051429728471	$K = 4$	0	0.553126452562
	-1	0.238929728471		1	0.307157326198
	0	0.602859456942		2	-0.047112738865
	1	0.272140543058		3	-0.068038127051
	2	-0.051429972847		4	0.027813640153
	3	-0.011070271529		5	0.017735837438
$K = 2$	-4	0.011587596739		6	-0.010756318517
	-3	-0.029320137980		7	-0.004001012886
	-2	-0.047639590310		8	0.002652665946
	-1	0.273021046535		9	0.000895594529
	0	0.574682393857		10	-0.000416500571
	1	0.294867193696		11	-0.000183829769
	2	-0.054085607092		12	0.000044080354
	3	-0.042026480461		13	0.000022082857
	4	0.016744410163		14	-0.000002304942
	5	0.003967883613		15	-0.000001262175
	6	-0.001289203356	$K = 5$	-10	-0.0001499638
$K = 3$	7	-0.000509505399		-9	0.0002535612
	-6	-0.002682418671		-8	0.0015402457
	-5	0.005503126709		-7	-0.0029411108
	-4	0.016583560479		-6	-0.0071637819
	-3	-0.046507764479		-5	0.0165520664
	-2	-0.043220763560		-4	0.0199178043
	-1	0.286503335274		-3	-0.0649972628
	0	0.561285256870		-2	-0.0368000736
	1	0.302983571773		-1	0.2980923235
	2	-0.050770140775		0	0.5475054294
	3	-0.058196250762		1	0.3097068490
	4	0.024434094321		2	-0.0438660508
	5	0.011229240962		3	-0.0746522389
	6	-0.006369601011		4	0.0291958795
	7	-0.001820458916		5	0.0231107770
	8	0.000790205101		6	-0.0139736879
	9	0.000329665174		7	-0.0064800900
	10	-0.000050192775		8	0.0047830014
	11	-0.000024465734		9	0.0017206547
$K = 4$	-8	0.000630961046		10	-0.0011758222
	-7	-0.001152224852		11	-0.0004512270
	-6	-0.005194524026		12	0.0002137298
	-5	0.011362459244		13	0.0000993776
	-4	0.018867235378		14	-0.0000292321
	-3	0.057464234429		15	-0.0000150720
	-2	-0.039652648517		16	0.0000026408
	-1	-0.293667390895		17	0.0000014593
				18	-0.0000001184
				19	-0.0000000673

не будут самыми симметричными. Для $K = 1$, к примеру, существует (очень симметричный) койфлет с показателем Гёльдера 1.191814, тогда как койфлет порядка 2 на рисунке 8.3 не принадлежит C^1 . Оба они имеют носитель ширины 5. Подобное увеличение гладкости можно получить и для $K = 2, 3$. Графики, коэффициенты и дополнительные детали приведены в работе Добеши [54]. $\square$

8.3. Симметричные биортогональные базисы вейвлетов

Ранее упоминалось, что специалистам по субполосному кодированию хорошо известна несовместимость симметрии и точного восстановления, если при разложении и восстановлении используются одни и те же КИХ-фильтры. Как только опускается последнее требование, симметрия становится достижимой. Это означает, что блочная диаграмма на рисунке 5.11 заменяется рисунком 8.4. Естественно, возникает несколько вопросов: что обозначает рисунок 8.4 в терминах кратномасштабного анализа? Для чего использованы c^j и d^j ? (В главе 5 они были коэффициентами ортогонального проектирования.) Есть ли соответствующий базис вейвлетов? Насколько он отличается от построенных ранее базисов? Ответ таков, что при выполнении определенных технических условий на фильтры, такая схема соответствует *двум* двойственным базисам вейвлетов, относящимся к двум различным кратномасштабным цепочкам. В этой части мы увидим, как это доказывается, и приведем несколько семейств (симметричных!) вейвлетов. За исключением уточненных рассуждений Коэна и Добеши из [38], все результаты помещены в работе Коэна, Добеши и Фово [41]. Много аналогичных примеров получено независимым образом в работе Веттерли и Херли [179], где видение проблемы представлено с точки зрения «дизайна фильтров».

8.3.1. Точное восстановление

Поскольку теперь у нас *четыре* фильтра вместо двух, мы должны записать (5.6.5), (5.6.6) так:

$$c_n^1 = \sum_k h_{k-2n} c_k^0, \quad d_n^1 = \sum_k g_{k-2n} c_k^0$$

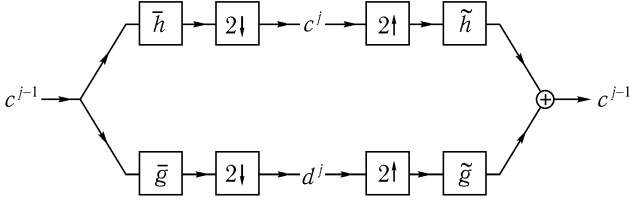


Рис. 8.4. Схема субполосной фильтрации с точным восстановлением, при которой фильтр восстановления отличается от фильтра разложения

и

$$c_l^0 = \sum_n [\tilde{h}_{l-2n} c_n^1 + \tilde{g}_{l-2n} d_n^1].$$

В z -обозначениях, введенных в § 5.6, это можно переписать в виде

$$c^0(z) = \frac{1}{2} [\tilde{h}(z) \bar{h}(z) + \tilde{g}(z) \bar{g}(z)] c^0(z) + \frac{1}{2} [\tilde{h}(z) \bar{h}(-z) + \tilde{g}(z) \bar{g}(-z)] c^0(-z).$$

Следовательно, мы требуем

$$\tilde{h}(z) \bar{h}(z) + \tilde{g}(z) \bar{g}(z) = 2, \quad (8.3.1)$$

$$\tilde{h}(z) \bar{h}(-z) + \tilde{g}(z) \bar{g}(-z) = 0, \quad (8.3.2)$$

где $\tilde{h}$, $\tilde{g}$, $\bar{h}$, $\bar{g}$ предполагаются полиномами, потому что мы используем лишь КИХ-фильтры. (Для простоты термин «полином» используется в несколько более широком смысле, чем обычно: допустимы отрицательные степени. Другими словами, функции $\sum_{n=-N_1}^{N_2} a_n z^n$ в таком понимании являются полиномами.) Из (8.3.1) следует, что $\bar{h}$ и $\bar{g}$ не имеют общих нулей. Тогда (8.3.2) влечет

$$\tilde{g}(z) = \bar{h}(-z)p(z), \quad \tilde{h}(z) = -\bar{g}(-z)p(z) \quad (8.3.3)$$

для некоторого полинома p . Подстановка в (8.3.1) приводит к соотношению

$$\bar{p}(z)[h(-z)g(z) - h(z)g(-z)] = 2.$$

Единственными полиномами, делящими постоянные, являются одночлены. Отсюда

$$p(z) = \alpha z^k$$

для некоторых $\alpha \in \mathbb{C}$, $k \in \mathbb{Z}$, и (8.3.3) превращается в

$$\tilde{g}(z) = \alpha z^k \bar{h}(-z), \quad g(z) = -\alpha^{-1}(-1)^k z^k \widetilde{\bar{h}}(-z), \quad (8.3.4)$$

α и k могут быть любыми. Мы же возьмем $\alpha = 1$, $k = 1$, чтобы сделать уравнения (8.3.4) для g и $\tilde{g}$ симметричными. Подстановкой в (8.3.1) мы получаем

$$h(z) \widetilde{\bar{h}}(z) + h(-z) \widetilde{\bar{h}}(-z) = 2. \quad (8.3.5)$$

В терминах коэффициентов фильтров мы имеем

$$\sum_n h_n \tilde{h}_{n+2k} = \delta_{k,0}, \quad (8.3.6)$$

$$g_n = (-1)^{n+1} \tilde{h}_{-n+1}, \quad \tilde{g}_n = (-1)^{n+1} h_{-n+1}, \quad (8.3.7)$$

где все коэффициенты неявно предполагаются вещественными. Эти уравнения являются очевидным обобщением (5.1.39), (5.1.34).

8.3.2. Масштабирующие функции и вейвлеты

Имея две пары фильтров, мы также имеем две пары вида «масштабирующая функция + вейвлет»: φ , ψ и $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\psi}$. Они определены с помощью формул

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad \widehat{\tilde{\varphi}}(\xi) = \tilde{m}_0(\xi/2) \widehat{\tilde{\varphi}}(\xi/2), \quad (8.3.8)$$

$$\widehat{\psi}(\xi) = m_1(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2), \quad \widehat{\tilde{\psi}}(\xi) = \tilde{m}_1(\xi/2) \widehat{\tilde{\varphi}}(\xi/2), \quad (8.3.9)$$

где $m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi}$, $m_1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n g_n e^{-in\xi}$; $\tilde{m}_0$, $\tilde{m}_1$ определены аналогично. Заметим, что (8.3.7) влечет

$$m_1(\xi) = e^{-i\xi} \overline{\tilde{m}_0(\xi + \pi)}, \quad \tilde{m}_1(\xi) = e^{-i\xi} \overline{m_0(\xi + \pi)}. \quad (8.3.10)$$

В главе 3 мы видели, что для образования вейвлет-базиса Рисса функции ψ и $\tilde{\psi}$ должны удовлетворять $\widehat{\psi} = 0 = \widehat{\tilde{\psi}}(0)$. Тогда обязательным условием будет выполнение равенств $m_1(0) = 0 = \tilde{m}_1(0)$. В терминах полиномов $h(z)$, $\tilde{h}(z)$ это эквивалентно равенству $h(-1) = 0 = \tilde{h}(-1)$. Подстановка в (8.3.5) приводит к $h(1)\widetilde{\bar{h}}(1) = 2$ или

$$\left(\sum_n h_n \right) \left(\sum_n \tilde{h}_n \right) = 2.$$

Значит, мы можем нормализовать h и $\tilde{h}$, чтобы $\sum_n h_n = \sqrt{2} = \sum_n \tilde{h}_n$. Следовательно, $m_0(0) = 1 = \tilde{m}_0(0)$, и (8.3.8) можно решить, определив

$$\hat{\varphi}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} m_0(2^{-j}\xi), \quad \hat{\tilde{\varphi}}(\xi) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{\infty} \tilde{m}_0(2^{-j}\xi).$$

Рассуждениями, аналогичными приведенным в главе 6, показывается, что эти бесконечные произведения равномерно сходятся на компактных множествах, функции φ и $\tilde{\varphi}$ имеют компактный носитель, а его ширина задается длиной фильтра. Будучи конечной комбинацией φ и $\tilde{\varphi}$, пара ψ и $\tilde{\psi}$ тоже имеет компактный носитель. Этого ни в коей мере недостаточно, чтобы гарантировать, что семейства $\psi_{j,k} = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ и $\tilde{\psi}_{j,k}$ будут двойственными вейвлет-базисами Рисса. На самом деле даже в ортогональном случае (равенство фильтров восстановления и разложения) ψ , возможно, не образует ортонормированный базис (см. § 6.2, § 6.3). В этом неортогональном случае нам нужно быть еще более внимательными. Суммируем различные шаги в рассуждении, доказывающем, что у нас двойственный базис вейвлетов (с определенными ограничениями).

Прежде всего, если $\varphi, \tilde{\varphi} \in L^2(\mathbb{R})$ (что нам тоже нужно доказать! См. ниже), то можно определить ограниченные операторы T_j с помощью

$$\langle T_j f, g \rangle = \sum_k \langle f, \varphi_{j,k} \rangle \langle \tilde{\varphi}_{j,k}, g \rangle,$$

где, как обычно,⁵

$$\varphi_{j,k} = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}x - k), \quad \tilde{\varphi}_{j,k} = 2^{-j/2} \tilde{\varphi}(2^{-j}x - k).$$

Следствием определений (8.3.8), (8.3.9) будет

$$\begin{aligned} \varphi_{1,n}(x) &= \sum_k h_{k-2n} \varphi_{0,k}, & \tilde{\varphi}_{1,n}(x) &= \sum_k \tilde{h}_{k-2n} \tilde{\varphi}_{0,k}, \\ \psi_{1,n}(x) &= \sum_k g_{k-2n} \varphi_{0,k}, & \tilde{\psi}_{1,n}(x) &= \sum_k \tilde{g}_{k-2n} \tilde{\varphi}_{0,k}. \end{aligned}$$

Вместе со свойствами коэффициентов фильтра из § 8.1 это влечет (можно легко проверить подстановкой)

$$\sum_k \langle f, \varphi_{0,k} \rangle \langle \tilde{\varphi}_{0,k}, g \rangle = \sum_n [\langle f, \varphi_{1,n} \rangle \langle \tilde{\varphi}_{1,n}, g \rangle + \langle f, \psi_{1,n} \rangle \langle \tilde{\psi}_{1,n}, g \rangle].$$

Тот же фокус применим к другим значениям j . Вместе все тождества приводят к соотношению

$$\begin{aligned} \sum_{j=-J}^J \sum_l \langle f, \psi_{j,l} \rangle \langle \tilde{\psi}_{j,l}, g \rangle &= \langle T_{-J-1} f, g \rangle - \langle T_J f, g \rangle = \\ &= \sum_k \langle f, \varphi_{-J-1,k} \rangle \langle \tilde{\varphi}_{-J-1,k}, g \rangle - \sum_k \langle f, \varphi_{J,k} \rangle \langle \tilde{\varphi}_{J,k}, g \rangle. \end{aligned}$$

Рассуждения, в точности совпадающие с использованными в главе 5 при получении оценок (5.3.9), (5.3.13), показывают, соответственно, что $\langle T_J f, g \rangle \rightarrow 0$, $\langle T_{-J} f, g \rangle \rightarrow \langle f, g \rangle$ при $J \rightarrow \infty$. Следовательно,

$$\lim_{J \rightarrow \infty} \sum_{j=-J}^J \sum_l \langle f, \psi_{j,l} \rangle \langle \tilde{\psi}_{j,l}, g \rangle = \langle f, g \rangle \quad (8.3.11)$$

или, в слабом смысле,

$$f = \lim_{J \rightarrow \infty} \sum_{j=-J}^J \sum_l \langle f, \psi_{j,l} \rangle \tilde{\psi}_{j,l}.$$

Этого недостаточно для установления того, что $\psi_{j,l}, \tilde{\psi}_{j,l}$ образуют двойственные базисы Рисса. Причина этому лежит в том, что $\psi_{j,l}$ или $\tilde{\psi}_{j,l}$ могут не образовывать фрейм. В этом случае сходимость в (8.3.11) могла бы решающим образом зависеть от порядка суммирования. Чтобы избежать этого, нам нужно потребовать, чтобы

$$\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \quad \text{и} \quad \sum_{j,k} |\langle f, \tilde{\psi}_{j,k} \rangle|^2$$

сходились для всех $f \in L^2(\mathbb{R})$, или, эквивалентно, выполнялись оценки

$$\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \leq A \|f\|^2, \quad \sum_{j,k} |\langle f, \tilde{\psi}_{j,k} \rangle|^2 \leq \tilde{A} \|f\|^2. \quad (8.3.12)$$

Если оценки имеют место, то из (8.3.11) следует⁶

$$\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \geq \tilde{A}^{-1} \|f\|^2, \quad \sum_{j,k} |\langle f, \tilde{\psi}_{j,k} \rangle|^2 \geq A^{-1} \|f\|^2$$

и мы автоматически получаем фреймы. Но даже тогда $\psi_{j,k}$, $\tilde{\psi}_{j,k}$ могут быть просто (избыточными) двойственными фреймами, но не двойственными базисами Рисса. Эта избыточность убирается требованием

$$\langle \psi_{j,k}, \tilde{\psi}_{j',k'} \rangle = \delta_{j,j'} \delta_{k,k'}, \quad (8.3.13)$$

которое, в точности как в ортонормированном случае (см. § 6.2), эквивалентно (и это можно доказать) условию

$$\langle \varphi_{0,k}, \tilde{\varphi}_{0,k'} \rangle = \delta_{k,k'}. \quad (8.3.14)$$

Если условия (8.3.12) и (8.3.14) выполнены (в скором времени мы к ним вернемся), то мы на самом деле имеем две цепочки кратномасштабного анализа

$$\begin{aligned} \cdots \subset V_2 \subset V_1 \subset V_0 \subset V_{-1} \subset V_{-2} \subset \cdots, \\ \cdots \subset \tilde{V}_2 \subset \tilde{V}_1 \subset \tilde{V}_0 \subset \tilde{V}_{-1} \subset \tilde{V}_{-2} \subset \cdots, \end{aligned}$$

где $V_0 = \overline{\text{Span}\{\varphi_{0,k}; k \in \mathbb{Z}\}}$, $\tilde{V}_0 = \overline{\text{Span}\{\tilde{\varphi}_{0,k}; k \in \mathbb{Z}\}}$. Пространства $W_j = \overline{\text{Span}\{\psi_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}}$, $\tilde{W}_j = \overline{\text{Span}\{\tilde{\psi}_{j,k}; k \in \mathbb{Z}\}}$ вновь дополняют V_j , соответственно $\tilde{V}_j$, до V_{j-1} , соответственно $\tilde{V}_{j-1}$, но они не являются ортогональными дополнениями: обычно угол⁷ между V_j , W_j или $\tilde{V}_j$, $\tilde{W}_j$ меньше 90° . По этой причине для этого случая нужно доказать (8.3.12), в то время как для ортонормированного случая это выполнялось автоматически. Можно взглянуть на ситуацию по-другому. Ввиду неортогональности мы имеем

$$\begin{aligned} \alpha \sum_k [|\langle f, \varphi_{j,k} \rangle|^2 + |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2] &\leq \sum_k |\langle f, \varphi_{j-1,k} \rangle|^2 \leq \\ &\leq \beta \left[\sum_k |\langle f, \varphi_{j,k} \rangle|^2 + \sum_k |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \right], \end{aligned}$$

где $\alpha < 1$, $\beta > 1$ (в ортогональном случае имеет место равенство, и $\alpha = \beta = 1$). В отличие от ортонормированного случая, мы не можем развернуть эти неравенства, чтобы доказать, что $\psi_{j,k}$ образуют базис Рисса: это привело бы к взрывообразному росту констант. Таким образом, мы должны придерживаться другой стратегии. Заметим, что (8.3.13) влечет $W_j \perp \tilde{V}_j$, $\tilde{W}_j \perp V_j$. Две кратномасштабные иерархии и последовательности дополняющих их пространств связаны друг с другом

наподобие гигантской застёжки-молнии, и это позволяет нам контролировать выражения типа $\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2$.

Вернемся к условиям (8.3.12) и (8.3.14). Мы уже видели, как в § 6.3 для простейшего ортогонального случая рассматривались условия (8.3.14). Здесь по существу наша стратегия будет той же. Снова определим оператор P_0 , действующий на 2π -периодических функциях:

$$(P_0 f)(\xi) = \left| m_0\left(\frac{\xi}{2}\right) \right|^2 f\left(\frac{\xi}{2}\right) + \left| m_0\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right) \right|^2 f\left(\frac{\xi}{2} + \pi\right);$$

второй оператор $\tilde{P}_0$ определен аналогично. В терминах коэффициентов Фурье для f действие P_0 дается с помощью

$$(P_0 f)_k = \sum_l \left(\sum_m h_m \overline{h_{m+l-2k}} \right) f_l.$$

Нас в основном будут интересовать инвариантные тригонометрические полиномы для P_0 . Это означает, что мы можем ограничить свое внимание $(2(N_2 - N_1) + 1)$ -мерным подпространством функций f , для которых $f_l = 0$, если $l > N_2 - N_1$ (предположим, что $h_n = 0$, если $n < N_1$ или $n > N_2$), на нем P_0 представлен матрицей. Теоремы 6.3.1 и 6.3.4 имеют следующий аналог.

Теорема 8.3.1. *Следующие утверждения эквивалентны:*

1. $\varphi, \tilde{\varphi} \in L^2(\mathbb{R})$ и $\langle \varphi_{0,k}, \tilde{\varphi}_{0,l} \rangle = \delta_{k,l}$.
2. Существуют строго положительные инвариантные для $P_0, \tilde{P}_0$ полиномы $f_0, \tilde{f}_0$. Также существует такое компактное множество K , конгруэнтное $[-\pi, \pi]$ по модулю 2π , что

$$\inf_{k \geq 1, \xi \in K} |m_0(2^{-k}\xi)| > 0, \quad \inf_{k \geq 1, \xi \in K} |\tilde{m}_0(2^{-k}\xi)| > 0.$$

3. Существуют строго положительные инвариантные для $P_0, \tilde{P}_0$ полиномы $f_0, \tilde{f}_0$. С точностью до нормировки лишь они являются инвариантами для $P_0, \tilde{P}_0$.

Доказательство очень сходно с доказательством из главы 6, хотя и несколько сложнее. В § 6.3 функции $f_0, \tilde{f}_0$ были просто константами. Здесь они по существу задаются формулами $f_0(\xi) = \sum_l |\hat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$,

$\tilde{f}_0(\xi) = \sum_l |\widehat{\varphi}(\xi + 2\pi l)|^2$. Подробности того, как приспособить доказательство из § 6.3 к настоящему случаю, приведены Добеши, Коэном и Фово в [41].

Тогда условие (8.3.14) просто означает проверку того, что две матрицы имеют простое собственное значение 1 и что элементы соответствующих собственных векторов определяют строго положительный тригонометрический полином. (Заметим, что если тригонометрический полином принимает *отрицательные* значения, то $\varphi \notin L^2(\mathbb{R})$. Это имеет место для некоторых четверок фильтров с точным восстановлением.) Условие (8.3.12) представляет нечто, не принятое во внимание в ортогональном случае. Оказывается, что это условие выполнено, лишь если какое-либо из трех условий теоремы 8.3.1 имеет место. Доказательство этого удивительного факта состоит из следующих шагов:⁸

- Во-первых, показывается, что существование собственного значения λ для P_0 при условии, что $|\lambda| \geq 1$, $\lambda \neq 1$, противоречило бы интегрируемости с квадратом функции φ . Из теоремы 8.3.1 следует, что все остальные собственные значения P_0 имеют абсолютное значение, меньшее, чем 1, если собственное значение 1 — простое, а соответствующий собственный вектор соответствует строго положительному полиному. В доказательстве этого шага используется лемма 7.1.10.

- Из того, что $m_0(\pi) = 0 = \tilde{m}_0(\pi)$, мы, очевидно, имеем $M_0(\pi) = |m_0(\pi)|^2 = 0 = |\tilde{m}_0(\pi)|^2 = \widetilde{M}_0(\pi)$. В главе 7 мы видели, что суммы элементов столбцов в матрице, представляющей P_0 , всегда равны 1. Поэтому вектор-строка соответствующей размерности, у которого все элементы равны 1, является левым собственным вектором P_0 с собственным значением 1. Следовательно, ρ , спектральный радиус $P_0|_{E_1}$,

где $E_1 = \left\{ f; \sum_n f_n = 0 \right\}$, строго меньше 1. Затем используем принадлежность $f(\xi) = 1 - \cos \xi$ множеству E_1 , чтобы доказать (оценки аналогичны приведенным в доказательстве теоремы 7.1.12), что

$$\int d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^2 \leq C \left(\frac{1+\rho}{2} \right)^n.$$

$$2^{n-1}\pi \leq |\xi| \leq 2^n\pi$$

- С помощью неравенства Гёльдера имеем $\int d\xi |\widehat{\varphi}(\xi)|^{2(1-\delta)} < \infty$ для достаточно малого δ . Это можно использовать при доказательстве «дискретной» версии, т. е. выполнения $\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\varphi}(\xi + \pi m)|^{2(1-\delta')} \leq C < \infty$ для

всех $\xi \in \mathbb{R}$, снова для достаточно малого δ' . В силу ограниченности m_1

функция $\widehat{\psi}$ удовлетворяет подобной оценке

$$\sum_{m \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(\xi + 2\pi m)|^{2(1-\delta')} \leq C < \infty. \quad (8.3.15)$$

• С другой стороны, можно также доказать, что

$$\sup_{\pi \leq |\xi| \leq 2\pi} \sum_{j \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^{2\delta'} < \infty. \quad (8.3.16)$$

Поскольку $\widehat{\psi}$ — целая, $\widehat{\psi}(0) = 0$, $|\widehat{\psi}(\xi)| \leq C|\xi|$ для достаточно малых $|\xi|$, ряд $\sum_{j=-\infty}^0 |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^{2\delta'}$ равномерно ограничен для $|\xi| \leq 2\pi$, и в (8.3.16) нам нужно сконцентрироваться лишь на $j \geq 0$. Но

$$\begin{aligned} \sup_{2^j \pi \leq |\zeta| \leq 2^{j+1} \pi} |\widehat{\psi}(\zeta)|^2 &\leq \int_{2^j \pi \leq |\xi| \leq 2^{j+1} \pi} d\xi \frac{d}{d\xi} |\widehat{\psi}(\xi)|^2 \leq \\ &\leq 2 \int_{2^j \pi \leq |\xi| \leq 2^{j+1} \pi} d\xi |\widehat{\psi}(\xi)| \left| \frac{d}{d\xi} \widehat{\psi}(\xi) \right| \leq \\ &\leq C \left[\int_{2^{j-1} \pi \leq |\zeta| \leq 2^j \pi} d\zeta |\widehat{\psi}(\zeta)|^2 \right]^{1/2} \cdot \left[\int dx |x\psi(x)|^2 \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Второй множитель конечен ввиду того, что ψ принадлежит $L^2(\mathbb{R})$ и имеет компактный носитель, первый множитель ограничен величиной $C\lambda^j$, где $|\lambda| < 1$, что показано выше. Это доказывает оценку (8.3.16), эквивалентную оценке

$$\sup_{|\xi| \neq 0} \sum_{j \in \mathbb{Z}} |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^{2\delta'} < \infty.$$

• Наконец, сочетание формулы Пуассона и неравенства Коши–Шварца приводит к оценке

$$\sum_k |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \leq 2\pi \int d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 |\widehat{\psi}(2^j \xi)|^{2\delta'} \sum_m |\widehat{\psi}(2^j \xi + 2\pi m)|^{2(1-\delta')}.$$

Из (8.3.15) и (8.3.16) следует, что

$$\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 \leq A \|f\|^2.$$

Детали, относящиеся к этому рассуждению, можно найти у Коэна и Добеши в [38]. Чтобы на самом деле обеспечить получение двух двойственных вейвлет-базисов Рисса, нам нужно лишь проверить, что 1 является простым собственным значением $P_0, \tilde{P}_0$, а соответствующие тригонометрические полиномы строго положительны.

8.3.3. Регулярность и нулевые моменты

Если семейства $\psi_{j,k}, \tilde{\psi}_{j,k}$ образуют двойственные базисы Рисса (вейвлетов с компактными носителями, поскольку мы работаем с КИХ-фильтрами), то можно применить теорему 5.5.1, чтобы связать нулевые моменты одной функции с регулярностью другой: если $\psi \in C^m$, то автоматически $\int dx x^l \tilde{\psi}(x) = 0, l = 0, \dots, m$.⁹ Это эквивалентно условию $\frac{d^l}{d\xi^l} \hat{\psi} \Big|_{\xi=0} = 0$ для $l = 0, \dots, m$. Формулы (8.3.9) и

$\hat{\psi}(0) = 1$ влекут выполнение условий $\frac{d^l}{d\xi^l} \tilde{m}_1 \Big|_{\xi=0} = 0$ для $l = 0, \dots, m$.

Отсюда в силу (8.3.10) полином m_0 делится на $((1 + e^{-i\xi})/2)^m$. Для получения регулярной функции ψ нам нужно построить пары фильтров $m_0, \tilde{m}_0$, где $m_0(\xi)$ имеет кратный ноль в $\xi = \pi$.

Заметим, что ничто не препятствует проявлению весьма различных свойств регулярности функций ψ и $\tilde{\psi}$, что иллюстрируется ниже-приведенными примерами. Если $\tilde{\psi}$ намного регулярнее ψ , что отвечает большему чем для $\tilde{\psi}$ количеству нулевых моментов для ψ , тогда две одинаково верные формулы

$$f = \sum_{j,k} \langle f, \psi_{j,k} \rangle \tilde{\psi}_{j,k} = \quad (8.3.17)$$

$$= \sum_{j,k} \langle f, \tilde{\psi}_{j,k} \rangle \psi_{j,k} \quad (8.3.18)$$

имеют очень разные толкования (Чамичан [171]). На практике формула (8.3.17) более употребима, чем (8.3.18): с одной стороны большое число нулевых моментов ψ приводит к «потенциально лучшей сжимаемости» в областях, где f — достаточно гладкая (см. § 7.4); с другой стороны «простейшие строительные блоки» $\tilde{\psi}_{j,k}$ более гладки. В работе [2] Антонини и соавторы провели следующий эксперимент с биортогональными вейвлетами: одна и та же пара фильтров использовалась дважды,

во второй раз фильтр разложения и фильтр восстановления поменялись ролями. Случай, соответствующий (8.3.17), после квантования дал гораздо более лучшие результаты, чем (8.3.18). Мы уже упоминали в § 7.4, что остается неясным, какой из факторов является более важным: большое число нулевых моментов ψ или регулярность $\tilde{\psi}$. Возможно, они оба важны.

8.3.4. Симметрия

Преимущество биортогональных базисов над ортонормированными состоит в симметричности обоих полиномов m_0 , $\tilde{m}_0$. Если фильтр, соответствующий m_0 , имеет нечетное число отводов (taps) и симметричен, т. е. $m_0(-\xi) = e^{2ik\xi}m_0(\xi)$, то m_0 можно записать так:

$$m_0(\xi) = e^{-ik\xi}p_0(\cos \xi), \quad (8.3.19)$$

где p_0 — полином. Следовательно, $\tilde{m}_0$ можно выбрать в таком же виде

$$\tilde{m}_0(\xi) = e^{-ik\xi}\tilde{p}_0(\cos \xi), \quad (8.3.20)$$

где $\tilde{p}_0$ — любой полином, удовлетворяющий соотношению

$$p_0(x)\overline{\tilde{p}_0(x)} + p_0(-x)\overline{\tilde{p}_0(-x)} = 1. \quad (8.3.21)$$

Тогда мы действительно имеем

$$m_0(\xi)\overline{\tilde{m}_0(\xi)} + m_0(\xi + \pi)\overline{\tilde{m}_0(\xi + \pi)} = 1, \quad (8.3.22)$$

то же, что и в (8.3.5). Полиномы $\tilde{p}_0$, решения (8.3.21), могут быть найдены, лишь если $p_0(x)$ и $p_0(-x)$ не имеют общих нулей. Если это так, то всегда существуют точные решения по теореме Безу (см. § 6.1). Заметим, что это существенно облегчает построение биортогональных базисов в сравнении с ортонормированным случаем: нам нужно лишь решить линейные уравнения, чтобы найти $\tilde{p}_0$, удовлетворяющий (8.3.21) для фиксированного p_0 , вместо проведения спектральной факторизации, необходимой в § 6.1.

Если фильтр, соответствующий m_0 , имеет четное число отводов и симметричен (как, например, фильтр Хаара), то m_0 удовлетворяет соотношению $m_0(-\xi) = e^{2ik\xi+i\xi}m_0(\xi)$. Отсюда

$$m_0(\xi) = e^{-ik\xi-i\xi/2} \cos \frac{\xi}{2} p_0(\cos \xi). \quad (8.3.23)$$

Тогда можно снова выбрать $\tilde{m}_0$ того же типа

$$\tilde{m}_0(\xi) = e^{-ik\xi - i\xi/2} \cos \frac{\xi}{2} \tilde{p}_0(\cos \xi), \quad (8.3.24)$$

уравнение (8.3.22) превратится в уравнение

$$\cos^2 \frac{\xi}{2} p_0(\cos \xi) \overline{\tilde{p}_0(\cos \xi)} + \sin^2 \frac{\xi}{2} p_0(-\cos \xi) \overline{\tilde{p}_0(-\cos \xi)} = 1,$$

это означает, что $\tilde{p}_0$ является решением существующей задачи Безу

$$p_0^\#(x) \overline{\tilde{p}_0(x)} + p_0^\#(-x) \overline{\tilde{p}_0(-x)} = 1,$$

где $p_0^\#(x) = \frac{1+x}{2} p_0(x)$.

ПРИМЕРЫ.

Все приведенные здесь примеры имеют и симметрию, и некоторую регулярность. Тригонометрические полиномы m_0 и $\tilde{m}_0$ будут иметь вид (8.3.19), (8.3.20) или (8.3.23), (8.3.24), в которых $p_0(\cos \xi)$, $\tilde{p}_0(\cos \xi)$ делятся на $(1 + e^{-i\xi})^l$ для некоторого $l > 0$. Поскольку мы имеем дело с полиномами от $\cos \xi$, значение l автоматически будет четным; $(1 + e^{-i\xi})^2 = 4e^{-i\xi} \cos^2 \frac{\xi}{2} = 2e^{-i\xi}(1 + \cos \xi)$. Следовательно, мы ищем m_0 , $\tilde{m}_0$ вида

$$\left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^{2l} q_0(\cos \xi),$$

если число отводов четное (мы предположили, что $k = 0$, т. е. что h_n , $\tilde{h}_n$ симметричны относительно 0), или вида

$$e^{-i\xi/2} \left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^{2l+1} q_0(\cos \xi),$$

если число отводов нечетное (снова взяли $k = 0$, что соответствует $h_{1-n} = h_n$, $\tilde{h}_{1-n} = \tilde{h}_n$). В обоих случаях подстановка в (8.3.22) дает

$$\left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^{2L} q_0(\cos \xi) \overline{\tilde{q}_0(\cos \xi)} + \left(\sin \frac{\xi}{2}\right)^{2L} q_0(-\cos \xi) \overline{\tilde{q}_0(-\cos \xi)} = 1, \quad (8.3.25)$$

где $L = l + \tilde{l}$ в первом случае, $L = l + \tilde{l} + 1$ во втором случае. Если определим $q_0(\cos \xi) \tilde{q}_0(\cos \xi) = P\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)$, то (8.3.25) сводится к уравнению

$$(1-x)^L P(x) + x^L P(1-x) = 1, \quad (8.3.26)$$

уже встречавшемуся в § 6.1. Все решения (8.3.26) даются формулой

$$P(x) = \sum_{m=0}^{L-1} \binom{L-1+m}{m} x^m + x^L R(1-2x),$$

где R — нечетный полином (см. предложение 6.1.2). Теперь приведем три семейства примеров, полученных при различном выборе R и различных разложениях P на q_0 и $\tilde{q}_0$.

ПРИМЕР СПЛАЙНОВ. Здесь мы берем $R \equiv 0$ и $\tilde{q} \equiv 1$. Следовательно, $\tilde{m}_0(\xi) = (\cos \xi)^{\tilde{N}}$, $\tilde{N} = 2\tilde{l}$, или $\tilde{m}_0(\xi) = e^{-i\xi}(\cos \xi/2)^{\tilde{N}}$, $\tilde{N} = 2\tilde{l} + 1$. Тогда $\tilde{\varphi}$ — это B -сплайн с центром в 0, соответственно $\frac{1}{2}$. В первом случае мы имеем для $N = 2l$

$$m_0(\xi) = \left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^N \sum_{m=0}^{l+\tilde{l}-1} \binom{l+\tilde{l}-1+m}{m} \left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^m,$$

во втором случае для $N = 2l + 1$

$$m_0(\xi) = e^{-i\xi/2} \left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^N \sum_{m=0}^{l+\tilde{l}} \binom{l+\tilde{l}+m}{m} \left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)^m.$$

В обоих случаях мы свободно выбираем l при условии, что собственное значение 1 для P_0 простое, а его собственный вектор соответствует строго положительному тригонометрическому полиному (см. § 8.4.2). Результатом будет семейство биортогональных базисов, в которых $\tilde{\psi}$ — сплайн с компактным носителем. Для каждого заранее заданного порядка этого сплайна (т.е. фиксированного $\tilde{l}$) существует бесконечно много l , соответствующих различным ψ (с растущей шириной носителя) и различным $\tilde{\psi}$ с возрастающим числом нулевых моментов. Заметим, что $\tilde{\varphi}$ полностью определяется лишь одним $\tilde{N}$, хотя m_0 , а значит и φ одновременно, зависит от N и $\tilde{N}$. Мы изобразили графики функций $\tilde{N}\tilde{\varphi}$,

$\tilde{N}, N\tilde{\psi}$, $\tilde{N}, N\varphi$ и $\tilde{N}, N\psi$ для нескольких первых значений N , $\tilde{N}$ на рисунках 8.5–8.7 (на рисунке 8.5 $\tilde{N} = 1$, на рисунке 8.6 $\tilde{N} = 2$, на рисунке 8.7 $\tilde{N} = 3$). Соответствующие фильтры приведены в таблице 8.2. Во всех этих случаях выполнены условия, полученные в § 8.4.2. Неожиданной особенностью рисунков 8.5–8.7 явилось то, что, начиная с некоторого момента, форма $\tilde{N}, N\tilde{\psi}$ не меняется с ростом N (при фиксированном $\tilde{N}$). Видно, что «морщинистость» соответствующих $\tilde{N}, N\varphi$ и $\tilde{N}, N\psi$ сглаживается с ростом N .

Функции $_{1,3}\psi$ и $_{1,3}\tilde{\psi}$ впервые были построены Чамичаном в [171] как пример пары двойственных вейвлет-базисов с очень разными свойствами регулярности. Здесь они представляют первый неортонормированный пример из описанного семейства ($\tilde{N} = 1 = N$ дает базис Хаара). Как и в ортонормированном случае, в этих примерах обе ψ и $\tilde{\psi}$ могут иметь произвольно высокую регулярность. Будучи сплайном, $\tilde{N}, N\tilde{\psi}$ является кусочным полиномом порядка $\tilde{N} - 1$, принадлежащим $C^{\tilde{N}-2}$ в узловых точках. Регулярность $\tilde{N}, N\psi$ можно оценить с помощью любой техники из главы 7. Асимптотически для больших $\tilde{N}$ находим, что $\tilde{N}, N\psi \in C^m$, если $N > 4.165\tilde{N} + 5.165(m+1)$. Эти примеры сплайнов имеют несколько замечательных особенностей. Первое, все коэффициенты фильтра — диадические рациональные. Поскольку деление на 2 производится на компьютере очень быстро, это делает их весьма подходящими для быстрых вычислений. Другим привлекательным свойством являются точные и явные выражения для функций $\tilde{N}, N\psi(x)$ во всех x , в отличие от ранее встреченных ортонормированных вейвлетов с компактными носителями.¹¹ Их недостатком является ощутимая разница в длине m_0 и $\tilde{m}_0$ (см. таблицу 8.2), которая находит отражение в очень различающейся ширине носителей φ и $\tilde{\varphi}$. Определяясь обеими m_0 и $\tilde{m}_0$, вейвлеты ψ и $\tilde{\psi}$ всегда имеют ширину носителя, задаваемую средним значением длин фильтров m_0 , $\tilde{m}_0$ минус 1. Большая разница в длинах фильтров m_0 , $\tilde{m}_0$ может быть неприятностью для таких приложений, как анализ изображений.

ПРИМЕРЫ С МЕНЕЕ НЕСОРАЗМЕРНЫМИ ДЛИНАМИ ФИЛЬТРОВ.

Даже если мы по-прежнему возьмем $R \equiv 0$, можно найти m_0 и $\tilde{m}_0$ с близкими длинами фильтров, выбрав подходящее разложение $P\left(\sin^2 \frac{\xi}{2}\right)$ на $q_0(\cos \xi)$ и $\tilde{q}_0(\cos \xi)$. Для фиксированного $l + \tilde{l}$ существует

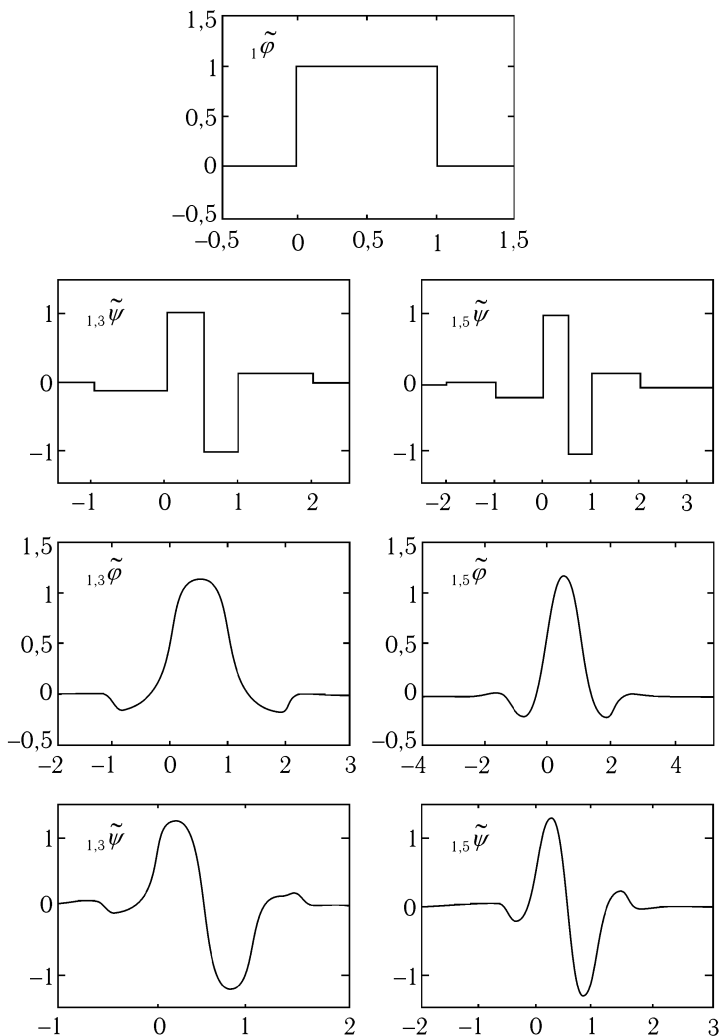


Рис. 8.5. Примеры сплайнов для $\tilde{N} = 1$, $N = 3$ и 5 . Для $N = 1$ (рисунок не приводится) получается базис Хаара. Имеем $\text{supp } \varphi = [-N + 1, N]$, $\text{supp } \psi = \text{supp } \tilde{\psi} = \left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N+1}{2}\right]$

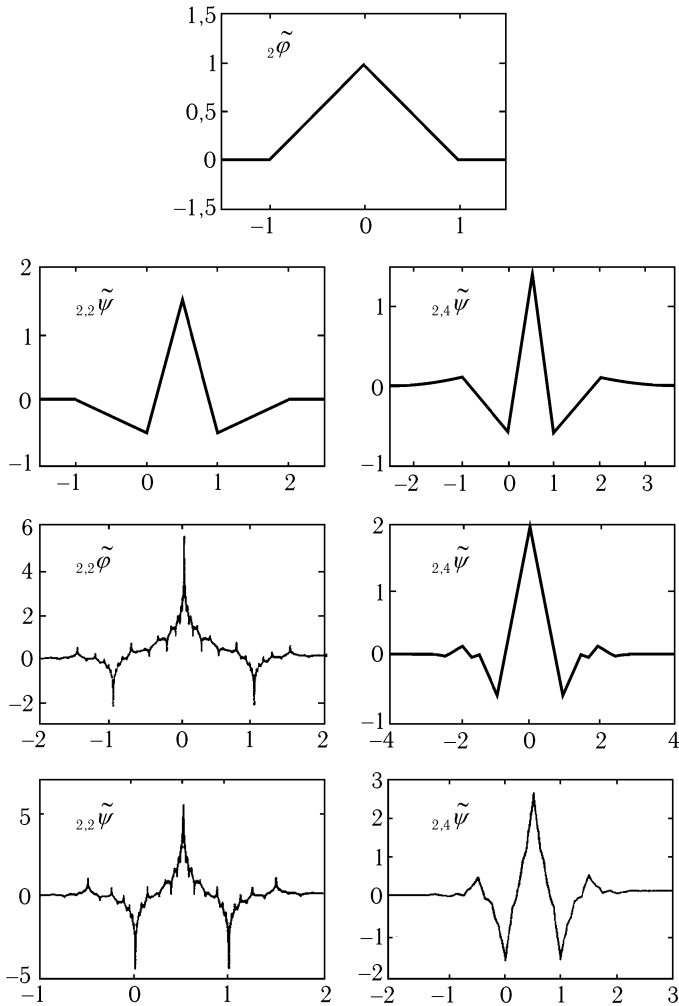


Рис. 8.6. Примеры сплайнов для $\tilde{N} = 2$, $N = 2, 4, 6$ и 8 . Здесь $\text{supp } \varphi = [-N, N]$, $\text{supp } \psi = \text{supp } \tilde{\psi} = \left[-\frac{N}{2}, \frac{N}{2} + 1\right]$. Как всегда, графики φ, ψ — это на самом деле приближенные графики, полученные каскадным алгоритмом с 8 или 9 итерациями¹⁰

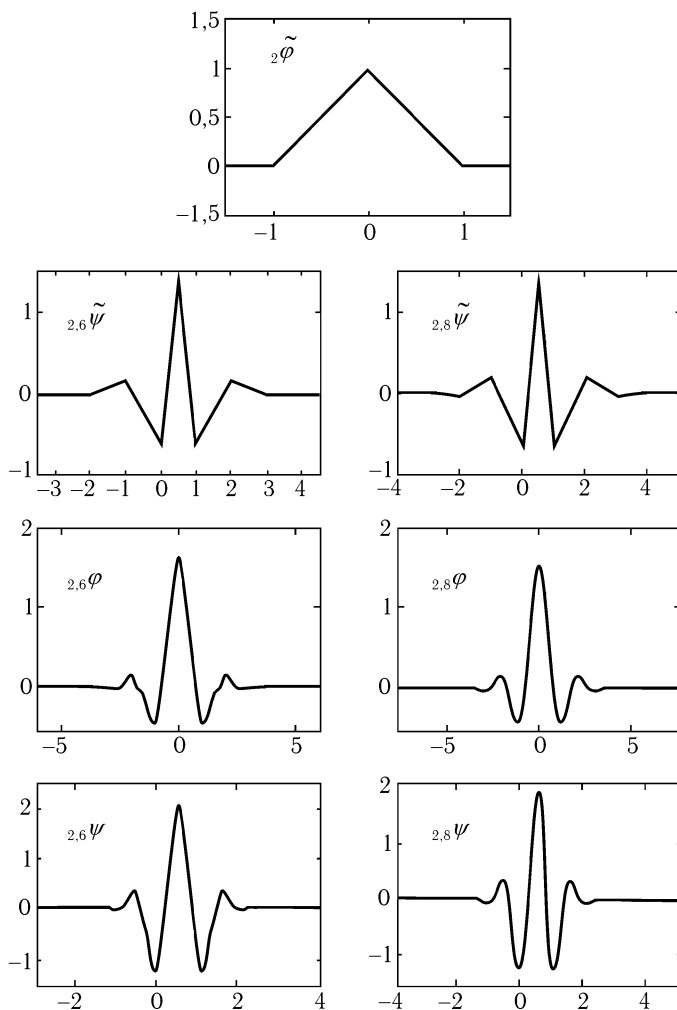


Рис. 8.6. Продолжение

ограниченное число разложений. Один из методов их нахождения — это использование в очередной раз спектральной факторизации. Мы определяем все нули P (вещественные и пары комплексно-сопряженных нулей), чтобы записать этот полином в виде произведения вещественных

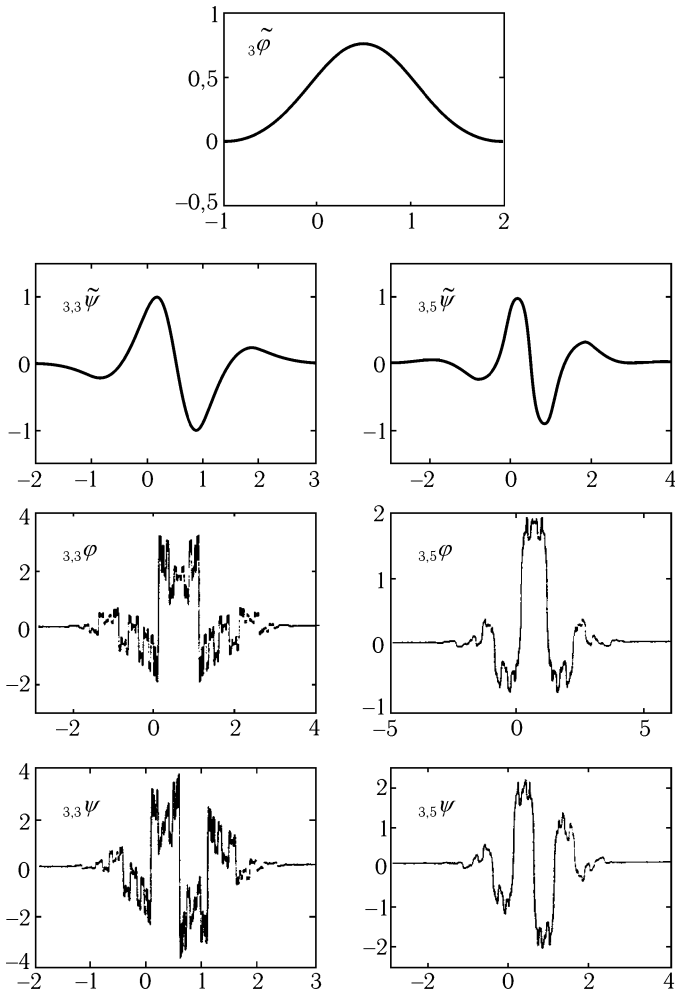


Рис. 8.7. Примеры сплайнов для $\tilde{N} = 3$, $N = 3, 5, 7$ и 9 . Для $N = 1$ (рисунок не приводится) ${}_{3,1}\varphi$ не интегрируется с квадратом. Здесь $\text{supp } \varphi = [-N, N+1]$, $\text{supp } \psi = \text{supp } \tilde{\psi} = \left[-\frac{N+1}{2}, \frac{N+3}{2}\right]$. Функции ${}_{3,3}\varphi$ и ${}_{3,3}\psi$ — это примеры того, что каскадный алгоритм может расходиться, тогда как прямой алгоритм по-прежнему сходится (см. замечание 11 в конце главы 6)

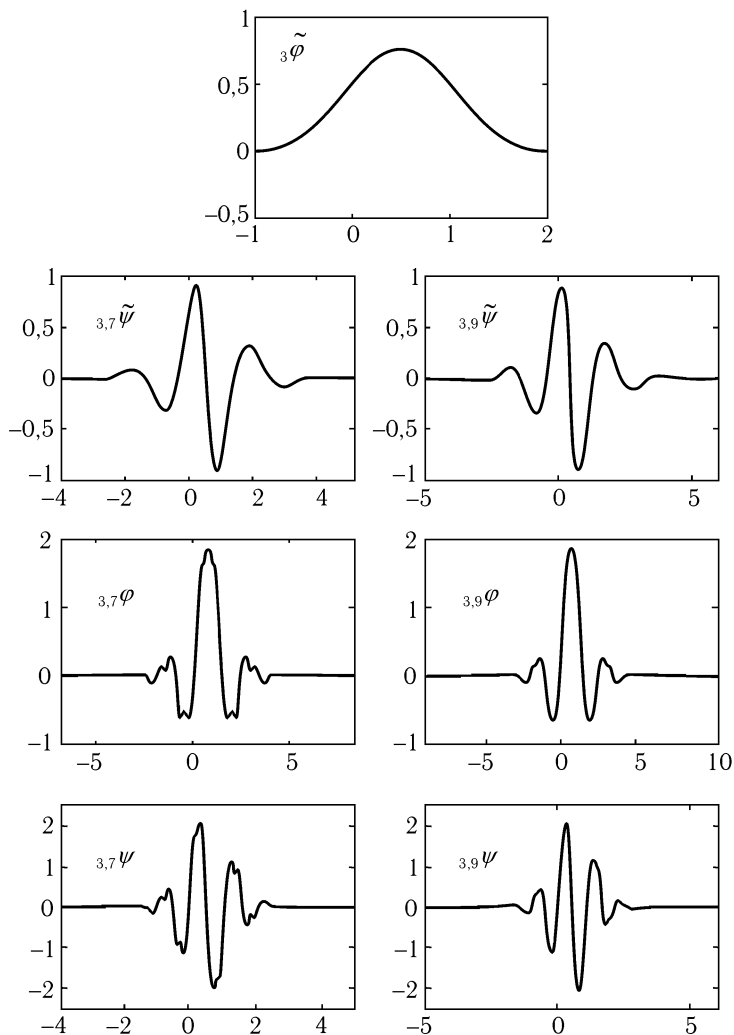


Рис. 8.7. Продолжение

полиномов первого и второго порядков

$$P(x) = A \prod_{j=1}^{j_1} (x - x_j) \prod_{i=1}^{j_2} (x^2 - 2 \operatorname{Re} z_i x + |z_i|^2).$$

Таблица 8.2. Вид $\tilde{N}\tilde{m}_0$, $\tilde{N}, N m_0$ для нескольких первых значений $\tilde{N}$, N , здесь $z = e^{-i\xi}$. Соответствующие коэффициенты фильтров $\tilde{N}\tilde{h}_k$, $\tilde{N}, N h_k$ получены умножением коэффициентов при z^k функций $\tilde{N}, N \tilde{m}_0$ на $\sqrt{2}$, соответственно. Заметим, что $\tilde{N}, N m_0$ всегда симметричны, для очень длинных $\tilde{N}, N m_0$ мы приводим лишь половину коэффициентов (остальные выводятся с использованием симметрии).

$\tilde{N}$	$\tilde{N}\tilde{m}_0$	N	$\tilde{N}, N m_0$
1	$\frac{1}{2}(1+z)$	1	$\frac{1}{2}(1+z)$
		3	$-\frac{z^{-2}}{16} + \frac{z^{-1}}{16} + \frac{1}{2} + \frac{z}{2} + \frac{z^2}{16} - \frac{z^3}{16}$
		5	$\frac{3}{256}z^{-4} - \frac{3}{256}z^{-3} - \frac{11}{128}z^{-2} + \frac{11}{128}z^{-1} + \frac{1}{2} + \frac{z}{2} +$ $+ \frac{11}{128}z^2 - \frac{11}{128}z^3 - \frac{3}{256}z^4 + \frac{3}{256}z^5$
2	$\frac{1}{4}(z^{-1} + 2 + z)$	2	$-\frac{1}{8}z^{-2} + \frac{1}{4}z^{-1} + \frac{3}{4} + \frac{1}{4}z - \frac{1}{8}z^2$
		4	$\frac{3}{128}z^{-4} - \frac{3}{64}z^{-3} - \frac{1}{8}z^{-2} + \frac{19}{64}z^{-1} + \frac{45}{64} + \frac{19}{64}z -$ $-\frac{1}{8}z^2 - \frac{3}{64}z^3 + \frac{3}{128}z^4$
		6	$-\frac{5}{1024}z^{-6} + \frac{5}{512}z^{-5} + \frac{17}{512}z^{-4} - \frac{39}{512}z^{-3} - \frac{123}{1024}z^{-2} +$ $+ \frac{81}{256}z^{-1} + \frac{175}{256} + \frac{81}{256}z - \frac{123}{1024}z^2 \dots$
		8	$2^{-15}(35z^{-8} - 70z^{-7} - 300z^{-6} + 670z^{-5} + 1228z^{-4} - 3126z^{-3}$ $- 3796z^{-2} + 10718z^{-1} + 22050 + 10718z - 3796z^2 \dots)$

Перегруппировка этих множителей приводит ко всем возможным q_0 и $\tilde{q}_0$. В таблице 8.3 даны коэффициенты m_0 , $\tilde{m}_0$ для трех примеров

Таблица 8.2. Продолжение

$\tilde{N}$	$\tilde{N}\tilde{m}_0$	N	$\tilde{N}, N m_0$
3	$\frac{1}{8}(z^{-1} + 3 + 3z + z^2)$	1	$-\frac{1}{4}z^{-1} + \frac{3}{4} + \frac{3}{4}z - \frac{1}{4}z^2$
		3	$\frac{3}{64}z^{-3} - \frac{9}{64}z^{-2} - \frac{7}{64}z^{-1} + \frac{45}{64} + \frac{45}{64}z - \frac{7}{64}z^2 -$ $-\frac{9}{64}z^3 + \frac{3}{64}z^4$
		5	$-\frac{5}{512}z^{-5} + \frac{15}{512}z^{-4} + \frac{19}{512}z^{-3} - \frac{97}{512}z^{-2} - \frac{13}{256}z^{-1} +$ $+\frac{175}{256} + \frac{175}{256}z - \frac{13}{256}z^2 \dots$
		7	$2^{-14}(35z^{-7} - 105z^{-6} - 195z^{-5} + 865z^{-4} + 336z^{-3} -$ $-3489z^{-2} - 307z^{-1} + 11025 + 11025z \dots)$
		9	$2^{-17}(-63z^{-9} + 189z^{-8} + 469z^{-7} - 1911z^{-6} -$ $-1308z^{-5} + 9188z^{-4} + 1140z^{-3} - 29676z^{-2} +$ $+190z^{-1} + 87318 + 87318z \dots)$

такого типа при $l + \tilde{l} = 4$ и 5. (Заметим, что $l + \tilde{l} = 4$ — наименьшее значение, для которого возможно нетривиальное разложение такого типа с вещественными $q_0, \tilde{q}_0$.) Для $l + \tilde{l} = 4$ разложение единственно, для $l + \tilde{l} = 5$ таких возможностей две. В обоих случаях мы выбрали $l, \tilde{l}$, чтобы разница длин для $m_0, \tilde{m}_0$ была по возможности меньшей. Соответствующие вейвлеты и масштабирующие функции приведены на рисунках 8.8 и 8.9. Во всех случаях выполняются условия из § 8.4.2.

8.3.5. Биортогональные базисы, близкие ортонормированному базису

Первый пример такого семейства был предложен М. Барло. Его исследовательская группа, работающая в области анализа зрения, испытывала фильтры из § 6А, 6Б для кодирования изображений (см. работу Антонини и соавторов [2]). Заметив популярность пирамидальной схемы Лапласа (Барт и Аделсон [27]), Барло заинтересовался, можно ли по-

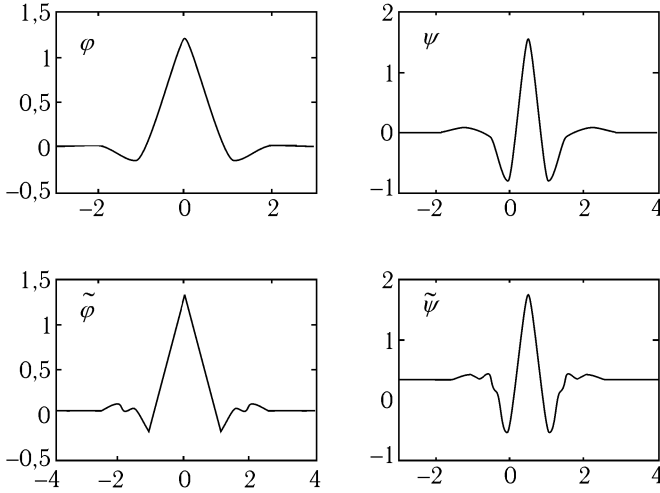


Рис. 8.8. Функции φ , $\tilde{\varphi}$, ψ , $\tilde{\psi}$, соответствующие случаю $N = 4 = \tilde{N}$ из таблицы 8.3

строить двойственную систему вейвлетов, используя пирамидальный фильтр Лапласа типа m_0 или $\tilde{m}_0$. Эти фильтры явно задаются с помощью формулы

$$-a e^{-2i\xi} + 0.25e^{-i\xi} + (0.5 + 2a) + 0.25e^{i\xi} - a e^{2i\xi}. \quad (8.3.27)$$

Для $a = -1/16$ рассмотрение сводится к сплайновому фильтру ${}_4\tilde{m}_0$, описанному выше в «примерах сплайнов». В приложениях, связанных с визуализацией, выбор $a = 0.05$ особенно популярен: хотя соответствующая $\tilde{\varphi}$ и имеет меньшую регулярность, чем ${}_4\tilde{\varphi}$, это, по-видимому, приводит к лучшим, с точки зрения зрительного восприятия, результатам. Следуя предложению Барло, мы выбираем $a = 0.05$ в (8.3.27) или

$$m_0(\xi) = 0.6 + 0.5 \cos \xi - 0.1 \cos 2\xi = \left(\cos \frac{\xi}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{4}{5} \sin^2 \frac{\xi}{2} \right). \quad (8.3.28)$$

Кандидаты на роль $\tilde{m}_0$, двойственного такому m_0 , должны удовлетворять равенству

$$m_0(\xi) \overline{\tilde{m}_0(\xi)} + m_0(\xi + \pi) \overline{\tilde{m}_0(\xi + \pi)} = 1.$$

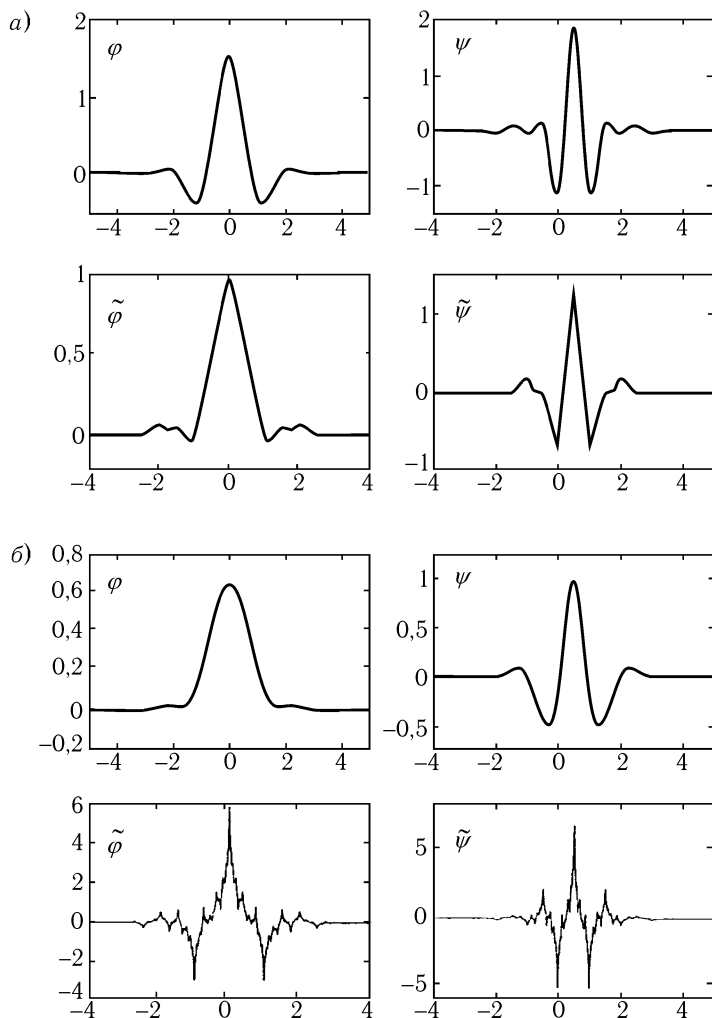


Рис. 8.9. Функции φ , $\tilde{\varphi}$, ψ , $\tilde{\psi}$, соответствующие случаю $N = 5 = \tilde{N}$ из таблицы 8.3

Как показано в § 8.4.4, полином $\tilde{m}_0$ можно выбрать симметричным (поскольку симметричен m_0). Мы также выбираем $\tilde{m}_0$, делящийся на

Таблица 8.3. Коэффициенты m_0 , $\tilde{m}_0$ для трех случаев «вариаций сплайнов» с фильтрами схожей длины для $l + \tilde{l} = 4$ и 5 (см. текст). Для каждого фильтра нам также известна кратность множителя $(\cos \xi/2)$ (обозначены через N , $\tilde{N}$). Как и в таблице 8.2 умножение этих значений на $\sqrt{2}$ дает коэффициенты фильтров h_n , $\tilde{h}_n$.

$N, \tilde{N}$	n	коэффициент $e^{-in\xi}$ в m_0	коэффициент $e^{-in\xi}$ в $\tilde{m}_0$
$N = 4$ $\tilde{N} = 4$	0	0.557543526229	0.602949018236
	1, -1	0.295635881557	0.266864118443
	2, -2	-0.028771763114	-0.078223266529
	3, -3	-0.045635881557	-0.016864118443
	4, -4	0	0.026748757411
$N = 5$ $\tilde{N} = 5$	0	0.636046869922	0.520897409718
	1, -1	0.337150822568	0.244379838485
	2, -2	-0.066117805605	-0.038511714155
	3, -3	-0.096666153049	0.005620161515
	4, -4	-0.001905629356	0.028063009296
$N = 5$ $\tilde{N} = 5$	5, -5	0.009515330511	0
	0	0.382638624101	0.938348578330
	1, -1	0.242786343133	0.333745161515
	2, -2	0.043244142922	-0.257235611210
	3, -3	0.000197904543	-0.083745161515
	4, -4	0.015436545027	0.038061322045
	5, -5	0.007015752324	0

$(\cos \xi/2)^2$ (тогда соответствующие ψ , $\tilde{\psi}$ имеют по два нулевых момента). Другими словами,

$$\tilde{m}_0(\xi) = \left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^2 P\left(\sin \frac{\xi}{2}\right),$$

где

$$(1-x)^2 \left(1 + \frac{4}{5}x\right) P(x) + x^2 \left(\frac{9}{5} - \frac{4}{5}x\right) P(1-x) = 1.$$

По теореме 6.1.1 в силу симметричности этого уравнения относительно замены x на $1-x$, оно имеет единственное решение P порядка 2, которое, как легко находится, имеет вид

$$P(x) = 1 + \frac{6}{5}x - \frac{24}{35}x^2.$$

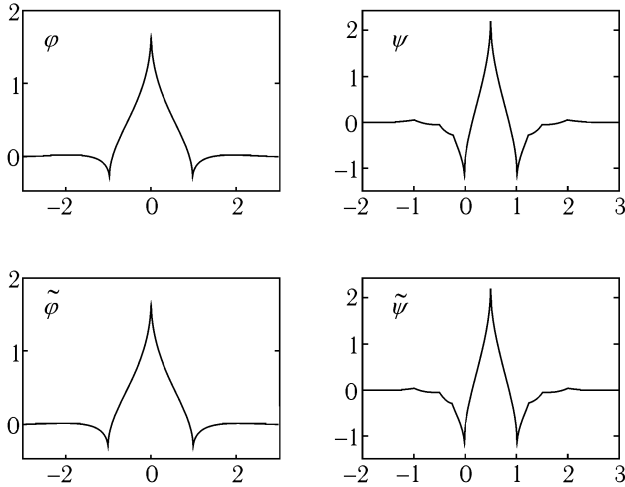


Рис. 8.10. Графики φ , ψ , $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\psi}$ для биортогональной пары, построенной по низкочастотному фильтру Барта–Аделсона

Таблица 8.4. Коэффициенты фильтров для $(m_0)_{\text{Барт}}$, двойственного ему фильтра $(\tilde{m}_0)_{\text{Барт}}$, вычисленных в этой части, и очень близкого фильтра $(m_0)_{\text{койфлет}}$, соответствующего ортонормированному базису койфлетов (см. коэффициенты для $K = 1$ в таблице 8.1).

n	$(m_0)_{\text{Барт}}$	$(\tilde{m}_0)_{\text{Барт}}$	$(m_0)_{\text{койфлет}}$
-3	0	-0.010714285714	0
-2	-0.05	-0.053517428571	-0.051429728471
-1	0.25	0.260714285714	0.238929728471
0	0.6	0.607142857143	0.602859456942
1	0.25	0.260714285714	0.272140543058
2	-0.05	-0.053517428571	-0.051429972847
3	0	-0.010714285714	-0.011070271529

Так приходим к выражению

$$\tilde{m}_0(\xi) = \left(\cos \frac{\xi}{2}\right)^2 \left(1 + \frac{6}{5} \sin^2 \frac{\xi}{2} - \frac{24}{35} \sin^4 \frac{\xi}{2}\right) = \quad (8.3.29)$$

$$= -\frac{3}{280}e^{-3i\xi} - \frac{3}{56}e^{-2i\xi} + \frac{73}{280}e^{-i\xi} + \frac{17}{28} + \frac{73}{280}e^{i\xi} - \frac{3}{56}e^{2i\xi} - \frac{3}{280}e^{3i\xi}. \quad (8.3.30)$$

Можно проверить, что и (8.3.28), и (8.3.29) удовлетворяют всем условиям из § 8.4.2. Следовательно, полиномы m_0 и $\tilde{m}_0$ на самом деле соответствуют паре биортогональных базисов вейвлетов. На рисунке 8.10 показаны графики соответствующих φ , $\tilde{\varphi}$, ψ и $\tilde{\psi}$. Все четыре функции непрерывны, но не дифференцируемы. Очень удивительно, как похожи $\tilde{\varphi}$ и φ или ψ и $\tilde{\psi}$. Первопричиной этого является схожесть m_0 и $\tilde{m}_0$, которая не следует немедленно из (8.3.27) и (8.3.30), но становится очевидной после сравнения явных численных значений коэффициентов фильтров из таблицы 8.4. На самом деле оба фильтра очень близки (обязательно несимметричному) фильтру, соответствующему одному из ортонормированных койфлетов (см. § 8.3), которые мы снова приводим для сравнения в третьей колонке таблицы 8.4. Эта схожесть m_0 и ортонормированного вейвлет-фильтра объясняет, почему двойственный к m_0 фильтр $\tilde{m}_0$ так схож с самим m_0 . Первое применение этих биортогональных базисов, связанных с пирамидой Лапласа, для анализа изображений описано у Антонини и соавторов в [2].

Предложение М. Барло привело к случайному открытию того, что фильтр Барта очень близок ортонормированному вейвлет-фильтру. (Интересно, будет ли фильтр Барта при этом столь же эффективным в приложениях?) Этот пример предполагает, что другие биортогональные базисы с симметричными фильтрами и рациональными коэффициентами фильтров, вероятно, могут быть построены с помощью аппроксимации и «симметризации» существующих ортонормированных вейвлет-фильтров и вычисления соответствующего двойственного фильтра. Коэффициенты койфлета из § 8.3 получены методом, который естественным образом привел к фильтрам, близким к симметричным. Поэтому естественно ожидать, что симметричные биортогональные фильтры, близкие ортонормированному базису, фактически будут близки этим базисам койфлетов. Тогда из проведенного в § 8.3 анализа следует, что

$$m_0(\xi) = (\cos \xi/2)^{2K} \left[\sum_{k=1}^{K-1} \binom{K-1+k}{k} (\sin \xi/2)^{2k} + O((\sin \xi/2)^{2K}) \right].$$

В частности, для нижеприведенных примеров мы выбрали

$$m_0(\xi) = (\cos \xi/2)^{2K} \left[\sum_{k=0}^{K-1} \binom{K-1+k}{k} (\sin \xi/2)^{2k} + a(\sin \xi/2)^{2K} \right]$$

и затем следовали данной процедуре:

1. Находим такое a , чтобы интеграл $\left| \int_{-\pi}^{\pi} d\xi [1 - |m_0(\xi)|^2 - |m_0(\xi + \pi)|^2] \right|$ был минимальным (ноль в нижеприведенных примерах). Этот критерий оптимизации, конечно, можно заменить другими критериями (например, минимизировать сумму квадратов *всех* коэффициентов Фурье выражения $1 - |m_0(\xi)|^2 - |m_0(\xi + \pi)|^2$ вместо лишь одного коэффициента $e^{il\xi}$ при $l = 0$). Для случаев $K = 1, 2, 3$ значениями для a будут 0.861001748086, 3.328450120793, 13.113494845221 соответственно.

2. Заменяем это (иррациональное) «оптимальное» значение для a близким значением, выраженным в виде простой дроби.¹² Для наших примеров мы взяли $a = 0.8 = 4/5$ в случае $K = 1$, $a = 3.2 = 16/5$ для $K = 2$ и $a = 13$ для $K = 3$. Для $K = 1$ это сводится затем к вышеприведенному примеру.

3. Поскольку теперь полином m_0 зафиксирован, мы можем вычислить $\tilde{m}_0$. Если мы потребуем от $\tilde{m}_0$ делимости на $(\cos \xi/2)^{2K}$, то можем записать, что

$$\tilde{m}_0(\xi) = (\cos \xi/2)^{2K} P_K((\sin \xi/2)^2), \quad (8.3.31)$$

где P_K — полином степени $3K - 1$. Рассуждения Добеши из [34] показывают, что

$$P_K(x) = \sum_{k=0}^{K-1} \binom{K-1+k}{k} x^k + O(x^K).$$

Таким образом, K из $3K$ коэффициентов P_K определены. Остальные можно легко вычислить. Для $K = 2$ и 3 мы находим

$$P_2(x) = 1 + 2x + \frac{14}{5}x^2 + 8x^3 - \frac{8024}{455}x^4 + \frac{3776}{455}x^5, \quad (8.3.32)$$

$$P_3(x) = 1 + 3x + 6x^2 + 7x^3 + 30x^4 + 42x^5 - \frac{1721516}{6075}x^6 + \frac{1921766}{6075}x^7 - \frac{648908}{6075}x^8. \quad (8.3.33)$$

В таблице 8.5 помещены явные численные значения коэффициентов фильтров для m_0 , $\tilde{m}_0$ и ближайшего койфлета при $K = 2$ и 3 . Мы привели графики φ , $\tilde{\varphi}$, ψ и $\tilde{\psi}$ для обоих случаев на рисунке 8.11. Следует

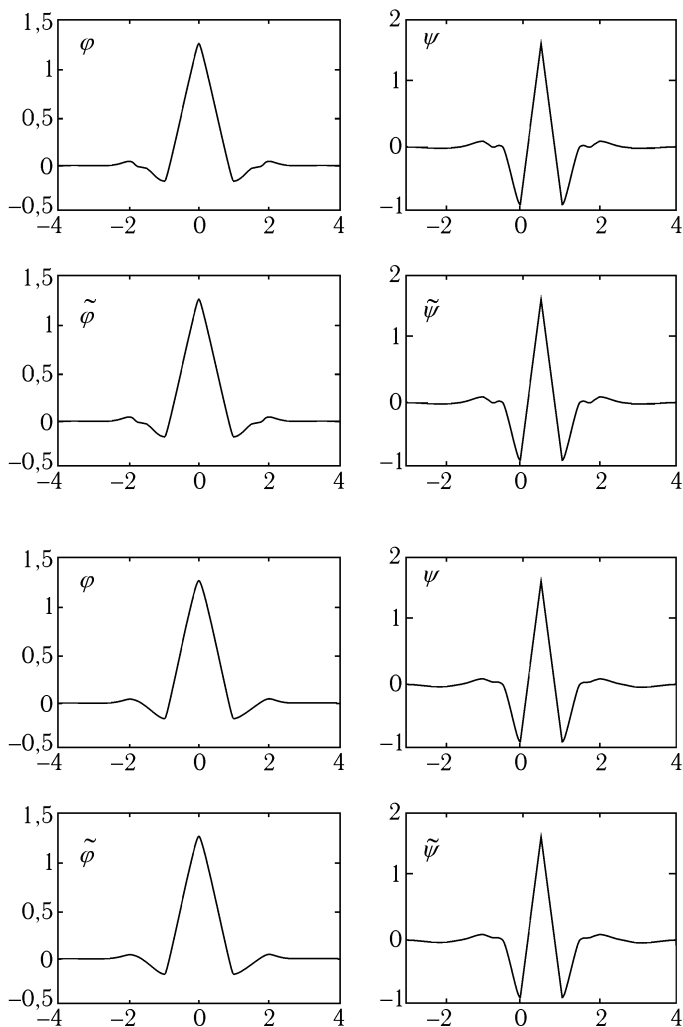


Рис. 8.11. Графики φ , ψ , $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\psi}$, соответствующие таблице 8.5

заметить, что вычисление биортогональных фильтров m_0 , $\tilde{m}_0$ с помощью вышеприведенной процедуры намного проще, чем вычисление ортонормированного койфлет-фильтра, проведенное Добеши в [54]! Это ил-

Таблица 8.5. Численные значения фильтров m_0 , $\tilde{m}_0$ для биортогональных базисов, близких койфлетам для случаев $K = 2$ и 3 (см. текст). В третьей колонке помещены коэффициенты ортонормированного фильтра койфлетов, которому очень близки m_0 и $\tilde{m}_0$. Чтобы облегчить сравнение, мы представили все коэффициенты в десятичной системе. На самом деле коэффициенты m_0 и $\tilde{m}_0$ рациональны.

K	n	коэффициенты m_0	коэффициенты $\tilde{m}_0$	коэффициенты(m_0) койфлет $n \leq 0$ $n \geq 0$	
2	0	0.575	0.575291895604	0.574682393857	
	± 1	0.28125	0.286392513736	0.273021046535	0.294867193696
	± 2	-0.05	-0.052305116758	-0.047639590310	-0.054085607092
	± 3	-0.03125	-0.039723557692	-0.029320137980	-0.042026480461
	± 4	0.0125	0.015925480769	0.011587596739	0.016744410163
	± 5	0	0.003837568681	0	0.003967883613
	± 6	0	-0.001266311813	0	-0.001289203356
	± 7	0	-0.000506524725	0	-0.000509505399
3	0	0.5634765625	0.560116167736	0.561285256870	
	± 1	0.29296875	0.296144908701	0.286503335274	0.302983571773
	± 2	-0.047607421875	-0.047005100329	-0.043220763560	-0.050770140755
	± 3	-0.048828125	-0.055220135661	-0.046507764479	-0.058196250762
	± 4	0.01904296875	0.021983637555	0.016583560479	0.024434094321
	± 5	0.005859375	0.010536373594	0.005503126709	0.011229240962
	± 6	-0.003173828125	-0.005725661541	-0.002682418671	-0.006369601011
	± 7	0	-0.001774953991	0	-0.001820458916
	± 8	0	0.000736056355	0	0.000790205101
	± 9	0	0.000339274308	0	0.000329665174
	± 10	0	-0.000047015908	0	-0.000050192775
	± 11	0	-0.000025466950	0	-0.000024465734

люстрирует большую гибкость конструкции биортогональных базисов вейвлетов по сравнению с ортонормированными базисами вейвлетов.

Примечания

1. В том смысле, что функции $\varphi_1(\cdot - n)$, как и $\varphi_2(\cdot - n)$, ортонормированы.

2. Строго говоря, лемма 6.2.2 доказывает лишь, что $\text{supp } \varphi \subset [0, N]$. Недавняя работа Лемарье и Малгуйреса [128] показывает, что $\text{supp } \varphi$ — непременно интервал, который в этом случае должен иметь вид $[0, N]$.

3. Тем не менее, для кодирования изображений и видео AWARE, Inc. использует асимметричные фильтры из § 6.4 и получает превосходные результаты. Заметим также, что трудно количественно описать величину ошибки, видимую глазом. Наиболее часто употребляемая норма для измерения «расстояния» — это l^2 -норма, но в большей степени потому что с ней легко работать, а не по каким-то другим причинам. Все

эксперты сходятся на том, что l^2 -норма — не очень хороший выбор, но, насколько я знаю, согласия относительно лучшего кандидата нет.

4. Функции ${}_N\widehat{\varphi}$ из § 6.4 не обладают этим свойством. График $|{}_N\widehat{\varphi}(\xi)|$ является очень плоским в окрестности $\xi = 0$, показывая, что $\frac{d^l}{d\xi^l}|{}_N\widehat{\varphi}| \Big|_{\xi=0} = 0$ для $l = 1, \dots, N$, однако для фазы ${}_N\widehat{\varphi}(\xi)$ это не выполняется.

5. Доказать ограниченность оператора T_0 просто: если $\text{supp } \varphi = [-N_1, N_2]$, то

$$|\langle f, \varphi_{0,k} \rangle|^2 = \left| \int dx f(x) \overline{\varphi(x-k)} \right|^2 \leq \left(\int_{-N_1-k}^{N_2-k} dx |f(x)|^2 \right)^{1/2} \|\varphi\|^2$$

(по неравенству Коши–Шварца);

откуда

$$\sum_k |\langle f, \varphi_{0,k} \rangle|^2 \leq \|\varphi\|^2 \sum_k \int_{-N_1-k}^{N_2-k} dx |f(x)|^2 \leq \|\varphi\|^2 (N_2 + N_1) \|f\|^2.$$

Аналогично доказывается ограниченность всех T_j .

6. Мы имеем

$$\begin{aligned} \|f\|^2 &= \inf_{\|g\|=1} |\langle f, g \rangle|^2 \leq \inf_{\|g\|=1} \left[\lim_{J \rightarrow \infty} \sum_{j=-J}^J \sum_l |\langle f, \psi_{j,l} \rangle| |\langle \tilde{\psi}_{j,l}, g \rangle| \right]^2 \leq \\ &\leq \inf_{\|g\|=1} \left(\sum_{j,l} |\langle f, \psi_{j,l} \rangle|^2 \right) \left(\sum_{j,l} |\langle \tilde{\psi}_{j,l}, g \rangle|^2 \right) \leq \\ &\leq \inf_{\|g\|=1} \left(\sum_{j,l} |\langle f, \psi_{j,l} \rangle|^2 \right) \tilde{A} \|g\|^2 \leq \tilde{A} \sum_{j,l} |\langle f, \psi_{j,l} \rangle|^2. \end{aligned}$$

7. Угол между двумя подпространствами определяется как минимальный угол между элементами

$$\text{угол } (E, F) = \inf_{e \in E, f \in F} \cos^{-1} \frac{|\langle e, f \rangle|}{\|e\| \|f\|}.$$

8. В доказательстве Коэна, Добеши и Фово из [41] для вывода (8.3.15) и (8.3.16) на $\widehat{\varphi}$ накладывается гораздо более сильное условие убывания, а именно $|\widehat{\varphi}(\xi)| \leq C(1 + |\xi|)^{-1/2-\varepsilon}$ (которое, как известно, не выполняется даже для некоторых ортонормированных случаев). Приведенный здесь набросок рассуждений взят из работы Коэна и Добеши [38].

9. Производные $\psi^{(l)}$, $l = 0, \dots, m$, автоматически ограничены, потому что ψ имеет компактный носитель.

10. Для случая $N = 2 = \widetilde{N}$ замечен любопытный феномен. Являясь элементом $L^2([-2, 2])$ (а отсюда и $L^1([-2, 2])$), функция ${}_{2,2}\varphi$ на самом деле имеет сингулярность в каждой диадической рациональной точке. Тогда настоящий график ${}_{2,2}\varphi$ (или ${}_{2,2}\psi$) должен состоять из черных прямоугольников (поскольку наши линии имеют некоторую толщину). Но, тем не менее, на рисунке 8.6 дано приближение из L^2 или L^1 , хотя и не из L^∞ . Я бы хотела поблагодарить Вима Свелденса за указание на это.

11. Ошер в [7] и Чуи и Ванг в [34] привели другую конструкцию неортонормированных базисов вейвлетов. В ней один из двух вейвлетов (например, ψ) — это сплайн с компактным носителем, везде определенный точно и в явном виде. В отличие от нашей ситуации, в такой конструкции пространства W_j будут ортонормированы и $\widetilde{W}_j = W_j$. В результате двойственный вейвлет $\widetilde{\psi}$ имеет бесконечный носитель (компактность носителей обеих $\psi, \widetilde{\psi}$ может достигаться лишь при отказе от ортонормированности W_j) и экспоненциальное убывание. Соответствующий кратномасштабный анализ будет таким же, как и в случае вейвлетов Батла–Лемарье. Вейвлет ψ выбираем ортогональным B -сплайну нужного порядка и всем его целым сдвигам. Тогда ψ задается с помощью соотношения $\widehat{\widetilde{\psi}}(\xi) = \widehat{\psi}(\xi) / \left[\sum_k |\widehat{\psi}(\xi + 2\pi k)|^2 \right]$.

12. Выбор рационального a приводит к полиномам $m_0, \widetilde{m}_0$ с рациональными коэффициентами. Заметим, что изначальные иррациональные значения a не являются «священными»: сменив критерий в пункте 1, придем к несколько другим значениям a .

ГЛАВА 9

Характеристика функциональных пространств с помощью вейвлетов

В этой главе мы покажем, что ортонормированные базисы, обсуждаемые нами в последних четырех главах, представляются также хорошими (т. е. безусловными) базисами для многих других пространств, помимо L^2 , и превосходят в этом отношении базис Фурье. Почти весь материал этой главы позаимствован из работы Мейера [142]. Однако здесь он представлен (как я полагаю) более прозаически, доступнее для читателей, менее изощренных в математической софистике. В § 9.1 я начинаю с обзора классической теоремы из чистого гармонического анализа о разложении Кальдерона–Зигмунда. Ее также можно найти во многих учебниках (например, у Стейна в [167]). Здесь я поместила детальное доказательство, чтобы проиллюстрировать технику использования различных (диадических) масштабов, практиковавшуюся в гармоническом анализе задолго до того, как появились вейвлеты. Это вместе с некоторыми другими классическими теоремами доказывает, что вейвлеты являются безусловным базисом для L^p , $1 < p < \infty$. В § 9.2 с помощью вейвлетов характеризуются другие функциональные пространства (доказательства не приведены). Коротко обсуждается выделение сингулярностей с помощью ортогонального базиса вейвлетов. В § 9.3 речь пойдет о разложении L^1 -функций с помощью вейвлетов. По причине отсутствия безусловного базиса в L^1 , вейвлеты не могут сделать невозможного, но они все же справляются с задачей лучше, чем разложение Фурье. Наконец, § 9.4 указывает на интересное различие между разложением по вейвлетам и разложением Фурье.

9.1. Вейвлеты: безусловный базис для $L^p(\mathbb{R})$, $1 < p < \infty$

Начнем с доказательства теоремы о разложении Кальдерона–Зигмунда.

Теорема 9.1.1. *Предположим, что f — положительная функция из $L^1(\mathbb{R})$. Зафиксируем $\alpha > 0$. Тогда $\mathbb{R}$ можно разложить следующим образом:*

1. $\mathbb{R} = G \cup B$, где $G \cap B = \emptyset$.
2. На «хорошем» множестве G имеем $f(x) \leq \alpha$ п. в.
3. «Плохое» множество B можно записать в виде

$$B = \bigcup_{k \in \mathbb{N}} Q_k, \quad \text{где } Q_k \text{ — неперекрывающиеся интервалы,}$$

$$\text{и } \alpha \leq |Q_k|^{-1} \int_{Q_k} dx f(x) \leq 2\alpha \quad \text{для всех } k \in \mathbb{N}.$$

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО.

1. Выберем $L = 2^l$, чтобы $2^{-l} \int_{\mathbb{R}} dx f(x) \leq \alpha$. Следовательно,

$$L^{-1} \int_{kL}^{(k+1)L} dx f(x) \leq \alpha \quad \text{для всех } k \in \mathbb{Z}. \quad \text{Так определяется первое разбиение } \mathbb{R}.$$

2. В этом первом разбиении возьмем интервал $Q = [kL, (k+1)L[$. Разобьем его на две половинки: $[kL, (k+\frac{1}{2})L[$ и $[(k+\frac{1}{2})L, (k+1)L[$. Возьмем любую из них, назовем Q' и вычислим $I_{Q'} = |Q'|^{-1} \int_{Q'} dx f(x)$. Если

$I_{Q'} > \alpha$, то поместим Q' в мешок с интервалами, составляющими B . На самом деле мы имеем

$$\alpha < I_{Q'} \leq |Q'|^{-1} \int_{Q'} dx f(x) = 2|Q|^{-1} \int_Q dx f(x) \leq 2\alpha.$$

Если $I_{Q'} < \alpha$, то продолжаем (деление пополам и т. д.), если необходимо, до бесконечности. То же самое делаем с другой половиной Q и другими интервалами $[kL, (k+1)L[$. В конце мы имеем мешок со счетным числом «плохих» интервалов, все они удовлетворяют уравнению, помещенному в начале этой страницы. Их объединение назовем B , а дополняющее множество — G .

3. В силу построения B мы находим, что для любого $x \notin B$ существует бесконечная последовательность все меньших и меньших интервалов $Q_1, Q_2, Q_3, \dots$ таких, что $x \in Q_n$ для каждого n и $|Q_n|^{-1} \int_{Q_n} dy f(y) \leq \alpha$. На самом деле $|Q_j| = \frac{1}{2}|Q_{j-1}|$ для каждого j и $Q_j \subset Q_{j-1}$. Поскольку Q_n «сжимаются» до x , то

$$|Q_n|^{-1} \int_{Q_n} dy f(y) \rightarrow f(x) \text{ почти наверняка.}$$

Поскольку левая часть $\leq \alpha$ по построению, $f(x) \leq \alpha$ п. в. в G . ■

Заметим, что выбор $L = 2^l$ автоматически предполагает все интервалы из этого доказательства диадическими, т. е. вида $[k2^{-j}, (k+1)2^{-j}]$ для некоторых $k, j \in \mathbb{Z}$.

Теперь определим операторы Кальдерона–Зигмунда и докажем классическое свойство.

Определение.¹ Оператором Кальдерона–Зигмунда T на $\mathbb{R}$ является интегральный оператор

$$(Tf)(x) = \int dy K(x, y) f(y), \quad (9.1.1)$$

ядро которого удовлетворяет неравенствам

$$|K(x, y)| \leq \frac{C}{|x - y|}, \quad (9.1.2)$$

$$\left| \frac{\partial}{\partial x} K(x, y) \right| + \left| \frac{\partial}{\partial y} K(x, y) \right| \leq \frac{C}{|x - y|^2}, \quad (9.1.3)$$

а сам оператор ограничен на $L^2(\mathbb{R})$.

Теорема 9.1.2. Оператор Кальдерона–Зигмунда также ограничен при действии из $L^1(\mathbb{R})$ в $L^1_{\text{сн}}(\mathbb{R})$.

Пространство $L^1_{\text{сн}}(\mathbb{R})$ в этой теореме определено следующим образом.

Определение. $f \in L^1_{\text{сн}}(\mathbb{R})$, если существует такая $C > 0$, что для всех $\alpha > 0$

$$|\{x; |f(x)| \geq \alpha\}| \leq \frac{C}{\alpha}. \quad (9.1.4)$$

Точная нижняя грань всех C , для которых выполняется (9.1.4) (для всех $\alpha > 0$), иногда называют $\|f\|_{L^1_{\text{сн}}}.$ ²

ПРИМЕРЫ.

1. Если $f \in L^1(\mathbb{R})$, то (9.1.4) выполняется автоматически. На самом деле, если $S_\alpha = \{x; |f(x)| \geq \alpha\}$, то

$$\alpha \cdot |S_\alpha| \leq \int_{S_\alpha} dx |f(x)| \leq \int_{\mathbb{R}} dx |f(x)| = \|f\|_{L^1},$$

откуда

$$\|f\|_{L^1_{\text{сн}}} \leq \|f\|_{L^1}.$$

2. $f(x) = |x|^{-1}$ лежит в $L^1_{\text{сн}}$, поскольку $|\{x; |x|^{-1} \geq \alpha\}| = \frac{2}{\alpha}$. Однако $f(x) = |x|^{-\beta}$ не принадлежит $L^1_{\text{сн}}$, если $\beta > 1$.

Название $L^1_{\text{сн}}$ оправдывается этими примерами: $L^1_{\text{сн}}$ расширяет L^1 и содержит функции f , для которых $\int |f|$ «просто» не конечен из-за логарифмических особенностей в первообразной $|f|$.

Теперь мы готовы доказать теорему.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ТЕОРЕМЫ 9.1.2.

1. Мы хотим оценить $|\{x; |Tf(x)| \geq \alpha\}|$. Начнем с разложения Кальдерона–Зигмунда для $\mathbb{R}$ и функции $|f|$ с порогом α . Теперь определим

$$g(x) = \begin{cases} f(x), & \text{если } x \in G, \\ |Q_k|^{-1} \int_{Q_k} dy f(y), & \text{если } x \in \text{внутренности } Q_k, \end{cases}$$

$$b(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \in G, \\ f(x) - |Q_k|^{-1} \int_{Q_k} dy f(y), & \text{если } x \in \text{внутренности } Q_k. \end{cases}$$

Тогда $f(x) = g(x) + b(x)$ п.в., откуда $Tf = Tg + Tb$. Следовательно, $|Tf(x)| \geq \alpha$ возможно лишь, если выполняется неравенство $|Tg(x)| \geq \alpha/2$ или $|Tb(x)| \geq \alpha/2$ (или оба одновременно). Следовательно,

$$|\{x; |Tf(x)| \geq \alpha\}| \leq \left| \left\{ x; |Tg(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right| + \left| \left\{ x; |Tb(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right|. \quad (9.1.5)$$

Таким образом, теорема будет доказана, если каждый из членов в правой части (9.1.5) ограничен числом $\frac{C}{\alpha} \|f\|_{L^1}$.

2. Мы имеем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \left| \left\{ x; |Tg(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right| &\leq \int_{\{x; |Tg(x)| \geq \frac{\alpha}{2}\}} dx |Tg(x)|^2 \leq \\ &\leq \int_{\mathbb{R}} dx |Tg(x)|^2 = \|Tg\|_{L^2}^2 \leq C \|g\|_{L^2}^2, \end{aligned} \quad (9.1.6)$$

потому что T — ограниченный оператор на L^2 . Более того,

$$\begin{aligned} \|g\|_{L^2}^2 &= \int_G dx |g(x)|^2 + \int_B dx |g(x)|^2 \leq \\ &\leq \alpha \int_G dx |f(x)| + \sum_k |Q_k| \left| \frac{1}{|Q_k|} \int_{Q_k} dy f(y) \right|^2 \leq \\ &(\text{используем определение } g \text{ и } |f(x)| \leq \alpha \text{ на } G) \\ &\leq \alpha \int_G dx |f(x)| + \sum_k 2\alpha \int_{Q_k} dy |f(y)| \leq \\ &(\text{используем } |Q_k|^{-1} \int_{Q_k} dy |f(y)| \leq 2\alpha) \\ &\leq 2\alpha \int_{\mathbb{R}} dx |f(x)| = 2\alpha \|f\|_{L^1}. \end{aligned}$$

Совмещая это с (9.1.6), получаем

$$\left| \left\{ x; |Tg(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right| \leq \frac{8}{\alpha} C \|f\|_{L^1}. \quad (9.1.7)$$

3. Теперь сосредоточимся на изучении b . Для каждого k мы определим теперь новые интервалы Q_k^* , «вытянув» Q_k : Q_k^* имеет тот же центр y_k , что и Q_k , а длину вдвое больше. Затем определим $B^* = \bigcup_k Q_k^*$ и $G^* = \mathbb{R} \setminus B^*$. Теперь

$$\begin{aligned} |B^*| &\leq \sum_k |Q_k^*| = 2 \sum_k |Q_k| \leq \frac{2}{\alpha} \sum_k \int_{Q_k} dx |f(x)| \leq \\ &(\text{потому что } |Q_k|^{-1} \int_{Q_k} dx |f(x)| \geq \alpha) \leq \frac{2}{\alpha} \|f\|_{L^1}, \end{aligned}$$

тогда

$$\left| \left\{ x \in B^*; |Tb(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right| \leq |B^*| \leq \frac{2}{\alpha} \|f\|_{L^1}. \quad (9.1.8)$$

4. Осталось оценить $\left| \left\{ x \in G^*; |Tb(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right|$. Мы имеем

$$\frac{\alpha}{2} \left| \left\{ x \in G^*; |Tb(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\} \right| \leq \int_{\left\{ x \in G^*; |Tb(x)| \geq \frac{\alpha}{2} \right\}} dx |Tb(x)| \leq \int_{G^*} dx |Tb(x)|. \quad (9.1.9)$$

5. Для оценки последнего интеграла мы разделим различные вклады в b . Определим $b_k(x)$ с помощью

$$b_k(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \notin Q_k, \\ f(x) - \frac{1}{|Q_k|} \int dy f(y), & \text{если } x \in \text{внутренности } Q_k. \end{cases}$$

Тогда $b(x) = \sum_k b_k$ п. в., поскольку Q_k не перекрываются. Следовательно, $Tb = \sum_k Tb_k$ и

$$\begin{aligned} \int_{G^*} dx |Tb(x)| &\leq \sum_k \int_{G^*} dx |Tb_k(x)| \leq \sum_k \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx |Tb_k(x)| = \\ &= \sum_k \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx \left| \int_{Q_k} dy K(x, y) b_k(y) \right| = \\ &= \sum_k \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx \left| \int_{Q_k} dy [K(x, y) - K(x, y_k)] b_k(y) \right| \leq \\ &\quad (y_k \text{ — это центр } Q_k; \text{ мы можем вставить этот} \\ &\quad \text{дополнительный член, потому что } \int_{Q_k} dy b_k(y) = 0) \\ &\leq \sum_k \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx \int_{Q_k^*} dy |K(x, y) - K(x, y_k)| |b_k(y)|. \quad (9.1.10) \end{aligned}$$

Разницу $K(x, y) - K(x, y_k)$ можно оценить, используя оценку для частной производной $\partial_2 K$ по второй переменной:

$$\begin{aligned}
 & \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx |K(x, y) - K(x, y_k)| \leq \\
 & \leq \int_{\mathbb{R} \setminus Q_k^*} dx \int_0^1 dt |\partial_2 K(x, y_k + t(y - y_k))| \cdot |y - y_k| \leq \\
 & \leq \int_{|x - y_k| \geq 2R_k} dx \int_0^1 dt C |y - y_k| |(x - y_k) - t(y - y_k)|^{-2} = \\
 & \quad (\text{здесь мы пишем } Q_k = [y_k - R_k, y_k + R_k], \\
 & \quad Q_k^* = [y_k - 2R_k, y_k + 2R_k]) \\
 & = R_k^2 |v| \int_{|u| > 2} du \int_0^1 dt \frac{C}{R_k^2 |u - tv|^2} \leq \\
 & \quad (\text{после подстановки } x = y_k + R_k u, \\
 & \quad y = y_k + R_k v, \text{ где } |u| \geq 2, |v| \leq 1) \\
 & \leq C' \quad (\text{не зависящей от } k).
 \end{aligned}$$

Подстановка в (9.1.10) дает

$$\begin{aligned}
 \int_{G^*} dx |Tb(x)| & \leq C' \sum_k \int_{Q_k} dy |b_k(y)| \leq \\
 & \leq C' \sum_k \int_{Q_k} dy \left[|f(y)| + \frac{1}{|Q_k|} \int_{Q_k} dx |f(x)| \right] \leq \\
 & \leq 2C' \sum_k \int_{Q_k} dy |f(y)| \leq 2C' \|f\|_{L^1},
 \end{aligned}$$

что вместе с (9.1.7), (9.1.8) и (9.1.9) доказывает теорему. ■

Зная, что T — отображение из L^2 в L^2 и из L^1 в $L^1_{\text{сл}}$, мы можем распространить T на другие L^p -пространства с использованием интерполяционной теоремы Марцинкевича.

Теорема 9.1.3. Если оператор T удовлетворяет неравенствам

$$\|Tf\|_{L_{\text{сл}}^{q_1}} \leq C_1 \|f\|_{L^{p_1}}, \quad (9.1.11)$$

$$\|Tf\|_{L_{\text{сл}}^{q_2}} \leq C_2 \|f\|_{L^{p_2}}, \quad (9.1.12)$$

где $q_1 \leq p_1$, $q_2 \leq p_2$, то для $\frac{1}{p} = \frac{t}{p_1} + \frac{1-t}{p_2}$, $\frac{1}{q} = \frac{t}{q_1} + \frac{1-t}{q_2}$, $0 < t < 1$, существует такая константа K , зависящая от p_1 , q_1 , p_2 , q_2 и t , что

$$\|Tf\|_{L^q} \leq K \|f\|_{L^p}.$$

Здесь $L_{\text{сл}}^q$ обозначает пространство функций f , для которых конечна величина

$$\|f\|_{L_{\text{сл}}^q} = [\inf\{C; |\{x; |f(x)| \geq \alpha\}| \leq C \alpha^{-q} \text{ для всех } \alpha > 0\}]^{1/q}.$$

Эта теорема примечательна тем, что, требуя лишь слабые оценки для двух крайних значений, она, тем не менее, дает оценки на L^q -нормы (не $L_{\text{сл}}^q$) и для промежуточных значений q .³ Доказательство этой теоремы выходит за пределы данной главы. Доказательство более общей версии можно найти у Стейна и Вайса в [168]. Из интерполяционной теоремы Марцинкевича следует, что ограниченности отображения $L^1 \rightarrow L_{\text{сл}}^1$, доказанной в теореме 9.1.2, достаточно для выведения ограниченности отображения $L^p \rightarrow L^p$ для $1 < p < \infty$.

Теорема 9.1.4. Если интегральный оператор T с ядром K удовлетворяет (9.1.2) и (9.1.3) и ограничен при действии из $L^2(\mathbb{R})$ в $L^2(\mathbb{R})$, то T продолжается до ограниченного оператора из $L^p(\mathbb{R})$ в $L^p(\mathbb{R})$ для всех p , $1 < p < \infty$.

Доказательство.

1. В теореме 9.1.2 доказывается, что T ограниченно действует из L^1 в $L_{\text{сл}}^1$. По теореме Марцинкевича T продолжается до ограниченного оператора, действующего из L^p в L^p для $1 < p \leq 2$.

2. Для значений $2 \leq p < \infty$ мы используем оператор $\tilde{T}$, сопряженный к T , определенный по формуле:

$$\int dx (\tilde{T}f)(x) \overline{g(x)} = \int dx f(x) \overline{(Tg)(x)}.$$

Ему соответствует ядро $\tilde{K}(x, y) = \overline{K(x, y)}$, которое также удовлетворяет условиям (9.1.2) и (9.1.3). На $L^2(\mathbb{R})$ этот оператор в точности является сопряженным в L^2 -смысле оператором T^* , поэтому он ограничен. Из теоремы 9.1.2 следует, что $\tilde{T}$ ограничено действует из L^1 в $L^1_{\text{сн}}$, и отсюда по теореме 9.1.3 он ограничено действует из L^p в L^p для $1 < p \leq 2$. Поскольку для $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1$ оператор $\tilde{T}: L^p \rightarrow L^p$ является сопряженным к $T: L^q \rightarrow L^q$, то T ограничен для $2 \leq q < \infty$. Более точно для читателей, не знакомых с сопряжением на банаховых пространствах:

$$\begin{aligned} \|Tf\|_q &= \sup_{\substack{g \in L^p \\ \|g\|_{L^p}=1}} \left| \int dx (Tf)(x) \overline{g(x)} \right| \quad \left(\text{если } \frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1 \right) \\ &= \sup_{\substack{g \in L^p \\ \|g\|_{L^p}=1}} \left| \int dx \int dy f(y) K(x, y) \overline{g(x)} \right| = \sup_{\substack{g \in L^p \\ \|g\|_{L^p}=1}} \left| \int dy f(y) (\tilde{T}g)(y) \right| \leq \\ &\leq \sup_{\substack{g \in L^p \\ \|g\|_{L^p}=1}} \|f\|_{L^q} \|\tilde{T}g\|_{L^p} \leq C \|f\|_{L^q}. \end{aligned}$$

(Строго говоря, смена порядка интегрирования в третьем равенстве не разрешена для всех f, g , но мы можем ограничиться плотным подпространством, в котором таких проблем нет.) ■

Теперь можем применить этот результат для доказательства того, что если ψ имеет некоторое убывание и некоторую регулярность и если $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ образуют ортонормированный базис для $L^2(\mathbb{R})$, то $\psi_{j,k}$ также снабжают пространство $L^p(\mathbb{R})$, $1 < p < \infty$ безусловными базисами. Поэтому нам нужно доказать (см. предварительные сведения), что

$$\sum_{j,k} \omega_{j,k} c_{j,k} \psi_{j,k} \in L^p$$

для любого выбора $\omega_{j,k} = \pm 1$, если известно, что

$$f = \sum_{j,k} c_{j,k} \psi_{j,k} \in L^p.$$

Мы будем предполагать, что ψ непрерывно дифференцируема и обе функции ψ и ψ' убывают быстрее, чем $(1 + |x|)^{-1}$:

$$|\psi(x)|, |\psi'(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}. \quad (9.1.13)$$

Тогда $\psi \in L^p$ для $1 < p < \infty$ и $f = \sum_{j,k} c_{j,k} \psi_{j,k}$ влечет $c_{j,k} = \int dx f(x) \times \psi_{j,k}(x)$ вследствие ортонормированности $\psi_{j,k}$. Так мы хотим показать, что при любом выборе $\omega_{j,k} = \pm 1$ оператор T_ω , определенный формулой

$$T_\omega f = \sum_{j,k} \omega_{j,k} \langle f, \psi_{j,k} \rangle \psi_{j,k},$$

является ограниченным оператором из L^p в L^p . Мы уже знаем, что T_ω ограничено действует из L^2 в L^2 , поскольку

$$\|T_\omega f\|_{L^2}^2 = \sum_{j,k} |\omega_{j,k} \langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 = \sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 = \|f\|^2,$$

тогда L^p -ограниченность будет следовать из теоремы 9.1.3, если мы сможем доказать, что T_ω — это интегральный оператор с ядром, удовлетворяющим (9.1.2), (9.1.3). Это составляет утверждение следующей леммы.

Лемма 9.1.5. *Выберем $\omega_{j,k} = \pm 1$ и определим $K(x, y) = \sum_{j,k} \omega_{j,k} \psi_{j,k}(x) \psi_{j,k}(y)$. Тогда существует такая $C < \infty$, что*

$$|K(x, y)| \leq \frac{C}{|x - y|}$$

и

$$\left| \frac{\partial}{\partial x} K(x, y) \right| + \left| \frac{\partial}{\partial y} K(x, y) \right| \leq \frac{C}{|x - y|^2}.$$

Доказательство.

1.

$$\begin{aligned} |K(x, y)| &\leq \sum_{j,k} |\psi_{j,k}(x)| |\psi_{j,k}(y)| \leq \\ &\leq C \sum_{j,k} 2^{-j} (1 + |2^{-j}x - k|)^{-1-\varepsilon} (1 + |2^{-j}y - k|)^{-1-\varepsilon} \text{ (в силу (9.1.13))}. \end{aligned}$$

Найдем $j_0 \in \mathbb{Z}$, чтобы выполнялись условия $2^{j_0} \leq |x - y| \leq 2^{j_0+1}$. Разобьем суммирование по j на две части: $j < j_0$ и $j \geq j_0$.

2. Из того, что сумма $\sum_k (1 + |a - k|)^{-1-\varepsilon} (1 + |b - k|)^{-1-\varepsilon}$ равномерно ограничена для всех значений a, b ,⁴ мы имеем

$$\begin{aligned} \sum_{j=j_0}^{\infty} \sum_k 2^{-j} (1 + |2^{-j}x - k|)^{-1-\varepsilon} (1 + |2^{-j}y - k|)^{-1-\varepsilon} &\leq \\ &\leq C \sum_{j=j_0}^{\infty} 2^{-j} \leq C 2^{-j_0+1} \leq \frac{4C}{|x - y|}. \end{aligned}$$

3. Часть доказательства для $j < j_0$ немного сложнее.

$$\begin{aligned} \sum_{j=-\infty}^{j_0-1} 2^{-j} \sum_k [(1 + |2^{-j}x - k|)(1 + |2^{-j}y - k|)]^{-1-\varepsilon} &= \\ &= \sum_{j=-j_0+1}^{\infty} 2^j \sum_k [(1 + |2^jx - k|)(1 + |2^jy - k|)]^{-1-\varepsilon} \leq \\ &\leq 4^{1+\varepsilon} \sum_{j=-j_0+1}^{\infty} 2^j \sum_k [(2 + |2^jx - k|)(2 + |2^jy - k|)]^{-1-\varepsilon}. \quad (9.1.14) \end{aligned}$$

Найдем $k_0 \in \mathbb{Z}$, чтобы выполнялось $k_0 \leq 2^j \frac{x+y}{2} \leq k_0 + 1$, и положим $l = k - k_0$. Тогда

$$2 + |2^jx - k| = 2 + \left| 2^j \frac{x-y}{2} - l + \left(2^j \frac{x+y}{2} - k_0 \right) \right| \geq 1 + \left| 2^j \frac{x-y}{2} - l \right|;$$

аналогично,

$$2 + |2^jy - k| \geq 1 + \left| 2^j \frac{y-x}{2} - l \right|.$$

Следовательно, для $a = 2^j \frac{x-y}{2}$ выполняется неравенство

$$\begin{aligned} \sum_k [(2 + |2^jx - k|)(2 + |2^jy - k|)]^{-1-\varepsilon} &\leq \\ &\leq \sum_l [(1 + |a + l|)(1 + |a - l|)]^{-1-\varepsilon} \leq C(1 + |a|)^{-1-\varepsilon},^5 \end{aligned}$$

ТАК ЧТО

$$\begin{aligned}
 (9.1.14) &\leq C \sum_{j=-j_0+1}^{\infty} 2^j \left(1 + 2^j \left| \frac{x-y}{2} \right| \right)^{-1-\varepsilon} \leq \\
 &\leq C \sum_{j'=1}^{\infty} 2^{j'-j_0} \left(1 + 2^{j'-j_0} \frac{1}{2} 2^{j_0} \right)^{1-\varepsilon} \quad (\text{потому что } |x-y| \geq 2^{j_0+1}) \\
 &\leq C 2^{-j_0} \sum_{j'=1}^{\infty} 2^{j'} (1 + 2^{j'-1})^{-1-\varepsilon} \leq C' 2^{-j_0} \leq 2C' |x-y|^{-1}.
 \end{aligned}$$

Следовательно, $|K(x, y)| \leq C|x-y|^{-1}$.

4. Чтобы оценить $\partial_x K$, $\partial_y K$, напомним

$$\begin{aligned}
 |\partial_x K(x, y)| &\leq \sum_{j, k} 2^{-j} |\psi'(2^{-j}x - k)| |\psi(2^{-j}y - k)| \leq \\
 &\leq C \sum_{j, k} 2^{-2j} [(1 + |2^{-j}x - k|)(1 + |2^{-j}y - k|)]^{-1-\varepsilon}
 \end{aligned}$$

и, придерживаясь той же техники, без труда получаем

$$|\partial_x K(x, y)|, |\partial_y K(x, y)| \leq C|x-y|^{-2}.$$

Из рассуждений, предшествовавших лемме, следует, что мы доказали теорему.

Теорема 9.1.6. Если ψ из C^1 и $|\psi(x)|, |\psi'(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}$, и если $\psi_{j, k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ образуют ортонормированный базис для $L^2(\mathbb{R})$, то $\{\psi_{j, k}; j, k \in \mathbb{Z}\}$ также образуют безусловный базис для всех L^p -пространств, $1 < p < \infty$.

9.2. Характеристика функциональных пространств с помощью вейвлетов

Поскольку $\psi_{j, k}$ образуют безусловный базис в $L^p(\mathbb{R})$, функции $f \in L^p(\mathbb{R})$ характеризуются с использованием лишь абсолютных значений коэффициентов f в разложении по вейвлетам. Другими словами,

для данной f мы можем определить, будет ли $f \in L^p$, лишь взглянув на $|\langle f, \psi_{j,k} \rangle|$. Дадим точную формулировку критерия, снова для $1 < p < \infty$:

$$\begin{aligned} f \in L^p(\mathbb{R}) &\Leftrightarrow \left[\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 |\psi_{j,k}(x)|^2 \right]^{1/2} \in L^p(\mathbb{R}) \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow \left[\sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 2^{-j} \chi_{[2^j k, 2^j(k+1)]}(x) \right]^{1/2} \in L^p(\mathbb{R}). \end{aligned}$$

Доказательство того, что это и в самом деле эквивалентные характеристики, есть у Мейера в [142].

Точно так же вейвлеты обеспечивают безусловные базисы и характеристики для многих других функциональных пространств. Некоторые из них, без доказательства, мы помещаем здесь.

Пространства Соболева $W^s(\mathbb{R})$. Пространства Соболева определены следующим образом:

$$W^s(\mathbb{R}) = \left\{ f; \int dx (1 + |\xi|^2)^s |\widehat{f}(\xi)|^2 < \infty \right\}.$$

С помощью вейвлетов мы можем характеризовать их так:

$$f \in W^s(\mathbb{R}) \Leftrightarrow \sum_{j,k} |\langle f, \psi_{j,k} \rangle|^2 (1 + 2^{-2js}) < \infty.$$

Пространства Гёльдера $C^s(\mathbb{R})$. Для $0 < s < 1$ мы определим

$$C^s(\mathbb{R}) = \left\{ f \in L^\infty(\mathbb{R}); \sup_{x,h} \frac{|f(x+h) - f(x)|}{|h|^s} < \infty \right\}.$$

Для $s = n + s'$, $0 < s' < 1$, мы определим

$$C^s(\mathbb{R}) = \left\{ f \in L^\infty(\mathbb{R}) \cap C^n(\mathbb{R}); \frac{d^n}{dx^n} f \in C^{s'} \right\}.$$

Для целых значений s подходящими пространствами в этой цепочке будут не традиционные C^n -пространства (состоящие из функций,

n раз непрерывно дифференцируемых) и даже не пространства Липшица, а несколько более широкие пространства, определенные формулой

Λ_* = класс Зигмунда =

$$= \left\{ f \in L^\infty(\mathbb{R}) \cap C^0(\mathbb{R}); \sup_{x, h} \frac{|f(x+h) + f(x-h) - 2f(x)|}{|h|} < \infty \right\},$$

занимающее место $C^1(\mathbb{R})$, и

$$\Lambda_*^n = \left\{ f \in L^\infty(\mathbb{R}) \cap C^{n-1}(\mathbb{R}); \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} f \in \Lambda_* \right\}.$$

Для такой цепочки пространств Гёльдера имеется следующая характеристика:

Локально интегрируемая f лежит в $C^s(\mathbb{R})$ (s — не целое) или Λ_*^n ($s = n$ — целое) тогда и только тогда, когда существует такая постоянная $C < \infty$, что

$$\begin{aligned} |\langle f, \varphi_{0,k} \rangle| &\leq C && \text{для всех } k \in \mathbb{Z}, \\ |\langle f, \psi_{-j,k} \rangle| &\leq C 2^{-j(s+1/2)} && \text{для всех } j \geq 0, k \in \mathbb{Z}. \end{aligned} \quad (9.2.1)$$

Здесь неявно предполагается, что $\psi \in C^r$, где $r > s$.

Доказательства и другие примеры приводит Мейер в [142]. Среди помещенных здесь примеров лишь пространства Соболева можно полностью характеризовать (с необходимыми и достаточными условиями) с помощью преобразования Фурье.

Условия (9.2.1) характеризуют глобальную регулярность. Локальную регулярность также можно изучить с помощью коэффициентов в ортонормированном базисе вейвлетов. Наиболее общая теорема, принадлежащая Джаффару [100], такова. Для простоты предполагаем наличие компактного носителя и принадлежность C^1 для ψ (для более общих ψ формулировка слегка отличается).

Теорема 9.2.1. *Если f непрерывна по Гёльдеру в точке x_0 с показателем α , $0 < \alpha < 1$, т. е.*

$$|f(x) - f(x_0)| \leq C|x - x_0|^\alpha, \quad (9.2.2)$$

то

$$\max_k [|\langle f, \psi_{-j,k} \rangle| \operatorname{dist}(x_0, \operatorname{supp} \psi_{-j,k})^{-\alpha}] = O\left(2^{-(\frac{1}{2}+\alpha)j}\right) \quad (9.2.3)$$

для $j \rightarrow \infty$. Обратно, если выполняется (9.2.3) и известно, что f из C^ε для некоторого $\varepsilon > 0$, то

$$|f(x) - f(x_0)| \leq C|x - x_0|^\alpha \log \frac{2}{|x - x_0|}. \quad (9.2.4)$$

Здесь мы не имеем строгой эквивалентности между (9.2.3) и (9.2.2). На самом деле оценка (9.2.4) оптимальна, так же, как и условие $f \in C^\varepsilon$: если f лишь непрерывна или если опущен логарифм в (9.2.4), то можно найти контрпример (Джаффар [100]). Неэквивалентность (9.2.2) и (9.2.3) может вызываться существованием менее регулярных точек вблизи x_0 или чрезмерными осцилляциями $f(x)$ около x_0 (см., например, работу Малла и Хванга [137]). Если мы слегка видоизменим условие (9.2.3), то эти проблемы исчезают. Более точно (снова для $\psi \in C^1$, имеющих компактный носитель) мы имеем следующее.

Теорема 9.2.2. Для $\varepsilon > 0$ определим

$$S(x_0, j; \varepsilon) = \{k \in \mathbb{Z}; \operatorname{supp}(\psi_{j,k}) \cap]x_0 - \varepsilon, x_0 + \varepsilon[\neq \emptyset\}.$$

Если для некоторого $\varepsilon > 0$ и некоторого α , $0 < \alpha < 1$,

$$\max_{k \in S(x_0, -j; \varepsilon)} |\langle f, \psi_{-j,k} \rangle| = O\left(2^{-j(\frac{1}{2} + \alpha)}\right), \quad (9.2.5)$$

то f — непрерывна по Гёльдеру в x_0 с показателем α .

Доказательство.

1. Выберем любое x из $]x_0 - \varepsilon, x_0 + \varepsilon[$. Поскольку либо $\psi_{j,k}(x) \neq 0$, либо $\psi_{j,k}(x_0) \neq 0$ влечет $k \in S(x_0, j; \varepsilon)$, мы имеем

$$\begin{aligned} f(x) - f(x_0) &= \sum_{j,k} \langle f, \psi_{j,k} \rangle [\psi_{j,k}(x) - \psi_{j,k}(x_0)] = \\ &= \sum_j \sum_{k \in S(x_0, j; \varepsilon)} \langle f, \psi_{j,k} \rangle [\psi_{j,k}(x) - \psi_{j,k}(x_0)]. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$|f(x) - f(x_0)| \leq \sum_j C_1 2^{j(1/2 + \alpha)} \sum_{k \in S(x_0, j; \varepsilon)} |\psi_{j,k}(x) - \psi_{j,k}(x_0)|.$$

2. Функция ψ имеет компактный носитель. Тогда число k , для которого $\psi_{j,k}(x) \neq 0$ или $\psi_{j,k}(x_0) \neq 0$, ограничено равномерно по j величиной $2|\operatorname{supp} \psi|$. Следовательно,

$$\begin{aligned} \sum_{k \in S(x_0, j; \varepsilon)} |\psi_{j,k}(x) - \psi_{j,k}(x_0)| &\leq C_2 \max_k |\psi_{j,k}(x) - \psi_{j,k}(x_0)| \leq \\ &\leq C_2 2^{-j/2} \max_k |\psi(2^{-j}x - k) - \psi(2^{-j}x_0 - k)|. \end{aligned}$$

Из того, что ψ ограничена и принадлежит C^1 , следует оценка

$$|\psi(2^{-j}x - k) - \psi(2^{-j}x_0 - k)| \leq C_3 \min(1, 2^{-j}|x - x_0|).$$

3. Теперь выберем j_0 , чтобы выполнялись неравенства $2^{j_0} \leq |x - x_0| \leq 2^{j_0+1}$. Тогда

$$\begin{aligned} |f(x) - f(x_0)| &\leq C_1 C_2 C_3 \left[\sum_{j=-\infty}^{j_0} 2^{\alpha j} + \sum_{j=j_0+1}^{\infty} 2^{\alpha j-j} |x - x_0| \right] \leq \\ &\leq C_4 [2^{\alpha j_0} + 2^{(\alpha-1)j_0} |x - x_0|] \leq C_5 |x - x_0|^{\alpha}. \blacksquare \end{aligned}$$

ЗАМЕЧАНИЕ.

1. Конечно, похожие теоремы можно доказать для C^{α} -пространств, где $\alpha > 1$.

2. Если $\alpha = 1$ (или более общий случай $\alpha \in \mathbb{N}$), то самый последний шаг доказательства больше не работает, потому что второй ряд не сходится. Можно устранить эту расходимость, используя $|\langle f, \psi_{j,k} \rangle| \leq C$ для $j \geq 0$, но сумма по j от $j_0 < 0$ до 0 по-прежнему приведет к члену в $|x - x_0| |\ln |x - x_0||$. Вот почему нужно быть более осмотрительным с целыми α и почему используется класс Зигмунда.

3. Теоремы 9.2.1 и 9.2.2 верны также и для ψ с бесконечным носителем, если ψ и ψ' имеют хорошее убывание на бесконечности (Джаффар [100]). Компактность носителя ψ облегчает получение оценок. $\square$

Локальная регулярность, таким образом, может изучаться с помощью вейвлет-коэффициентов. Однако следует остерегаться того, что на практике для надежного определения α из (9.2.5) могут понадобиться очень большие значения j . Это иллюстрируется следующим примером. Возьмем

$$f(x - a) = \begin{cases} 2e^{-|x-a|}, & \text{если } x \leq a - 1, \\ e^{-|x-a|}, & \text{если } a - 1 \leq x \leq a + 1, \\ e^{-(x-a)}[(x - a - 1)^2 + 1], & \text{если } x \geq a + 1; \end{cases}$$

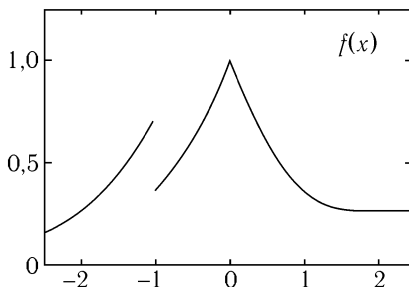


Рис. 9.1. Функция из C^∞ , за исключением $x = -1, 0$ и 1 , где, соответственно, f, f' и f'' непрерывны

эта функция изображена на рисунке 9.1 (для $a = 0$). Она имеет показатель Гёльдера $0, 1, 2$ в $x = a - 1, a, a + 1$, соответственно, и принадлежит C^∞ в остальных точках. Тогда для каждой из трех точек $x_0 = a - 1, a$ или $a + 1$ можно вычислить $A_j = \max\{|\langle f, \psi_{-j,k} \rangle|; x_0 \in \text{supp } \psi_{-j,k}\}$ и изобразить $\log A_j / \log 2$. Если $a = 0$, то эти графики образуют прямые линии с наклоном $1/2, 3/2$ и $5/2$ с достаточно хорошей точностью, приводящей к хорошим оценкам на α . Разложение по ортонормированным вейвлетам не инвариантно по отношению к сдвигам, и диадические рациональные точки, в особенности 0 , играют очень специальную роль по отношению к диадической сетке $\{2^{-j}k; j, k \in \mathbb{Z}\}$ центров локализации нашего вейвлет-базиса. Выбор различных значений a иллюстрирует это: для $a = 1/128$ мы имеем очень разные $\langle f, \psi_{j,k} \rangle$, по-прежнему, однако, образующие приемлемую линию на графиках $\log A_j / \log 2$ с хорошей оценкой для α ; для иррациональных a линии становятся менее впечатляющими, а определение α , соответственно, менее точным. Все это отражено на рисунке 9.2, изображающем графики $\log A_j / \log 2$ как функции от j для $x_0 = a - 1, a, a + 1$ и трех вариантов $a = 0, 1/128$ и $\sqrt{2} - 11/8$ (мы вычитаем $11/8$, чтобы получить a близким нулю для удобства программирования). Чтобы получить рисунок, вычислялись величины $|\langle f, \psi_{-j,k} \rangle|$ для подходящих значений k и j в пределах от 3 до 10 . (Заметим, что для самой f это означает представление с разрешением 2^{-17} для получения подходящей точности для $j = 10$ интегралов.) Для $a = 0$ восемь точек прекрасно выстраиваются в линию, а оценка для $\alpha + \frac{1}{2}$ получена с точностью выше, чем 1.5% для всех трех локализаций. Для $a = 1/128$ точки при более грубом разрешении не так хорошо

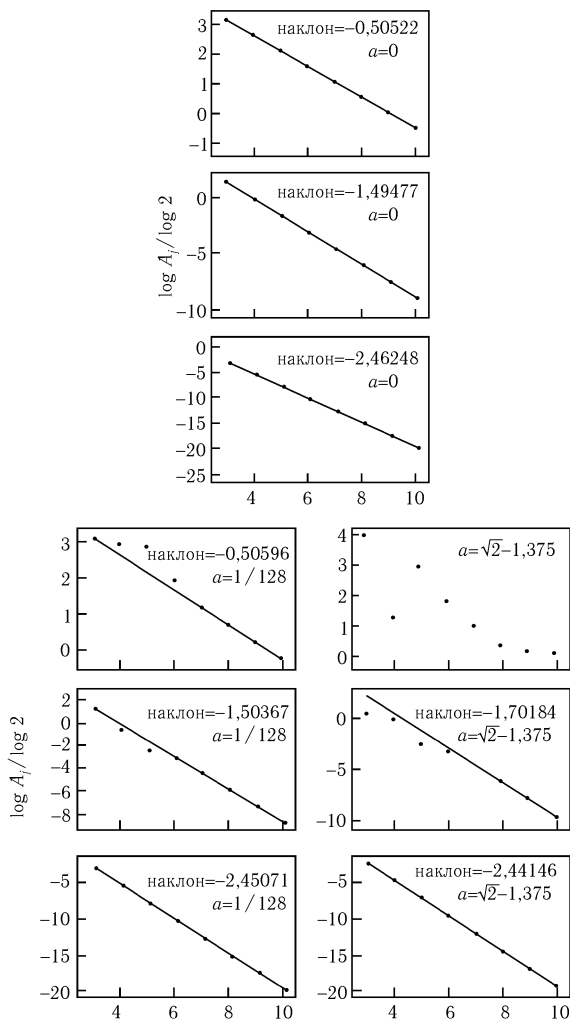


Рис. 9.2. Оценки экспоненты Гёльдера для $f(x-a)$ (см. рисунок 9.1) в $a-1$ (вверху), a (в центре), $a+1$ (внизу), вычисленные как $\log A_j / \log 2$ для различных значений a . (Этот рисунок предоставлен М. Ницше, которую я бы хотела поблагодарить за помощь.)

образуют линию, но если $\alpha + \frac{1}{2}$ оцениваются лишь по четырем лучшим точкам разрешения, то оценки по-прежнему остаются в пределах 2%. Для иррационального $a = \sqrt{2} - 11/8$ нет выравнивания в точке разрыва в $a - 1$ (возможно даже необходимы более мелкие масштабы), и оценка для $\alpha + \frac{1}{2}$ в a , где f — липшицева, отличается примерно на 13% (достаточно интересно то, что убрав точку масштаба 10, можно было бы получить лучшую оценку); в $a + 1$, где f' — липшицева, оценка находится в пределах 2.5%. Это показывает, что для определения локальной регулярности функции более полезно использовать очень избыточные семейства вейвлетов, где эта неинвариантность по сдвигам менее заметна (дискретный случай) или отсутствует (непрерывный случай). (См. работы Холшнайдера и Чамичана [97], Малла и Хванга [137].) Другой причиной использования очень избыточных семейств вейвлетов при характеристике локальной регулярности является то, что тогда лишь число нулевых моментов ψ ограничивает максимальную регулярность, которую можно характеризовать; регулярность ψ не играет роли (см. § 2.9). Если используются ортонормированные базисы, то мы с необходимостью ограничены регулярностью самой ψ , что иллюстрируется выбором $f = \psi$. При таком выборе мы на самом деле имеем $\langle f, \psi_{-j,k} \rangle = 0$ для всех $j > 0$ и всех k . Следовательно, имея ортонормированный базис, мы можем характеризовать регулярность лишь до $C^{r-\varepsilon}$, если $\psi \in C^r$.

9.3. Вейвлеты для $L^1([0, 1])$

Поскольку в L^1 -пространствах нет безусловных базисов, не смогут его обеспечить и вейвлеты. Тем не менее, они все же превосходят анализ Фурье в некотором смысле. Мы покажем это, сравнивая разложения $L^1([0, 1])$ -функций по вейвлетам и в ряды Фурье. Но вначале мы введем «периодизованные вейвлеты» («periodized wavelets»).

Для данного кратномасштабного анализа с масштабирующей функцией φ и вейвлетом ψ , имеющих разумное убывание (скажем, $|\varphi(x)|, |\psi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}$), мы определим

$$\varphi_{j,k}^{\text{пер}}(x) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} \varphi_{j,k}(x + l), \quad \psi_{j,k}^{\text{пер}}(x) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} \psi_{j,k}(x + l)$$

и

$$V_j^{\text{пер}} = \overline{\text{Span} \{ \varphi_{j,k}^{\text{пер}}; k \in \mathbb{Z} \}}, \quad W_j^{\text{пер}} = \overline{\text{Span} \{ \psi_{j,k}^{\text{пер}}; k \in \mathbb{Z} \}}.$$

Поскольку $\sum_{l \in \mathbb{Z}} \varphi(x + l) = 1$,⁶ мы имеем $\varphi_{j,k}^{\text{пер}}(x) = 2^{-j/2} \sum_l \varphi(2^{-j}x - k + 2^{-j}l) = 2^{j/2}$ для $j \geq 0$, так что все $V_j^{\text{пер}}$ для $j \geq 0$ представляют идентичные одномерные пространства, содержащие лишь постоянные функции. Аналогично, поскольку $\sum_l \psi(x + l/2) = 0$,⁷ мы имеем $W_j^{\text{пер}} = \{0\}$ для $j \leq 1$. Таким образом, мы ограничиваем свое внимание пространствами $V_j^{\text{пер}}$, $W_j^{\text{пер}}$, где $j \geq 0$. Очевидно, свойство $V_j^{\text{пер}}$, $W_j^{\text{пер}} \subset V_{j-1}^{\text{пер}}$ наследуется от непериодизованных пространств. Более того, $W_j^{\text{пер}}$ по-прежнему ортогонально пространству $V_j^{\text{пер}}$, потому что

$$\begin{aligned} & \int_0^1 dx \psi_{j,k}^{\text{пер}}(x) \varphi_{j,k'}^{\text{пер}}(x) = \\ &= \sum_{l, l' \in \mathbb{Z}} 2^{-j} \int_0^1 dx \psi(2^{-j}x + 2^{-j}l - k) \overline{\varphi(2^{-j}x + 2^{-j}l' - k')} = \\ &= \sum_{l, l' \in \mathbb{Z}} 2^{|j|} \int_{l'}^{l'+1} dy \psi(2^{|j|}y + 2^{|j|}(l - l') - k) \overline{\varphi(2^{|j|}y - k')} \quad (\text{так как } j \leq 0) \\ &= \sum_{r \in \mathbb{Z}} \langle \psi_{j, k+2^{|j|}r}, \varphi_{j, k'} \rangle = 0. \end{aligned}$$

Следовательно, в непериодизованном случае $V_{j-1}^{\text{пер}} = V_j^{\text{пер}} \oplus W_j^{\text{пер}}$. Все пространства $V_j^{\text{пер}}$, $W_j^{\text{пер}}$ — конечномерные: так как $\varphi_{j, k+m2^{|j|}}^{\text{пер}} = \varphi_{j, k}^{\text{пер}}$ для $m \in \mathbb{Z}$, то же верно и для $\psi^{\text{пер}}$, оба $V_j^{\text{пер}}$ и $W_j^{\text{пер}}$ натянуты на $2^{|j|}$ функций, полученных для $k = 0, 1, \dots, 2^{|j|} - 1$. Более того, эти $2^{|j|}$ функций ортонормированы. Например, в пространстве $W_j^{\text{пер}}$ для $0 \leq k, k' \leq 2^{|j|} - 1$ мы имеем

$$\langle \psi_{j,k}^{\text{пер}}, \psi_{j,k'}^{\text{пер}} \rangle = \sum_{r \in \mathbb{Z}} \langle \psi_{j, k+2^{|j|}r}, \psi_{j, k'} \rangle = \delta_{k, k'}.$$

Таким образом, мы получаем цепочку кратномасштабных пространств

$$V_0^{\text{пер}} \subset V_{-1}^{\text{пер}} \subset V_{-2}^{\text{пер}} \subset \dots$$

с последовательными ортогональными дополнениями $W_0^{\text{пер}}$ (для $V_0^{\text{пер}}$ до $V_{-1}^{\text{пер}}$), $W_1^{\text{пер}}$, $\dots$ и ортонормированные базисы $\{\varphi_{j,k}; k = 0, \dots, 2^{|j|} - 1\}$

в $V_j^{\text{пер}}$, $\{\psi_{j,k}; k = 0, \dots, 2^{|j|} - 1\}$ в $W_j^{\text{пер}}$. Поскольку $\overline{\bigcup_{j \in -\mathbb{N}} V_j^{\text{пер}}} = L^2([0, 1])$ (это снова следует из соответствующего непериодизованного варианта), функции из $\{\varphi_{0,0}^{\text{пер}}\} \cup \{\psi_{j,k}^{\text{пер}}; -j \in \mathbb{N}, k = 0, \dots, 2^{|j|} - 1\}$ образуют ортонормированный базис в $L^2([0, 1])$. Переобозначим этот базис:

$$\begin{aligned} g_0(x) &= 1 = \varphi_{0,0}^{\text{пер}}(x), \\ g_1(x) &= \psi_{0,0}^{\text{пер}}(x), \\ g_2(x) &= \psi_{-1,0}^{\text{пер}}(x), \\ g_3(x) &= \psi_{-1,1}^{\text{пер}}(x) = \psi_{-1,0}^{\text{пер}}\left(x - \frac{1}{2}\right) = g_2\left(x - \frac{1}{2}\right), \\ g_4(x) &= \psi_{-2,0}^{\text{пер}}(x), \\ &\vdots \\ g_{2^j}(x) &= \psi_{-j,0}^{\text{пер}}(x), \\ &\vdots \\ g_{2^j+k}(x) &= \psi_{-j,k}^{\text{пер}}(x) = g_{2^j}(x - k2^{-j}) \quad \text{для } 0 \leq k \leq 2^j - 1 \\ &\vdots \end{aligned}$$

Этот базис имеет следующее замечательное свойство.

Теорема 9.3.1. *Если f — непрерывная периодическая функция с периодом 1, то существует такая $\alpha_n \in \mathbb{C}$, что*

$$\left\| f - \sum_{n=0}^N \alpha_n g_n \right\|_{L^\infty} \rightarrow 0 \quad \text{при } N \rightarrow \infty. \quad (9.3.1)$$

Доказательство.

1. Поскольку g_n — ортонормированные, мы с необходимостью имеем $\alpha_n = \langle f, g_n \rangle$. Определим S_N с помощью формулы

$$S_N f = \sum_{n=0}^{N-1} \langle f, g_n \rangle g_n.$$

На первом шаге докажем равномерную ограниченность S_N , т. е. оценку

$$\|S_N f\|_{L^\infty} \leq C \|f\|_{L^\infty}, \quad (9.3.2)$$

где C не зависит от f или N .

2. Если $N = 2^j$, то $S_{2^j} = \text{Proj}_{V_{-j}^{\text{неп}}}$, откуда

$$(S_{2^j} f)(x) = \sum_{k=0}^{2^{|j|}-1} \langle f, \varphi_{-j,k}^{\text{неп}} \rangle \varphi_{-j,k}^{\text{неп}}(x) = \int_0^1 dy K_j(x, y) f(y),$$

где

$$K_j(x, y) = \sum_{k=0}^{2^{|j|}-1} \varphi_{-j,k}^{\text{неп}}(x) \overline{\varphi_{-j,k}^{\text{неп}}(y)}.$$

Следовательно,

$$\|S_{2^j} f\|_{L^\infty} \leq \left[\sup_{x \in [0, 1]} \int_0^1 dy |K_j(x, y)| \right] \|f\|_{L^\infty}.$$

Теперь

$$\begin{aligned} \sup_{x \in [0, 1]} \int_0^1 dy |K_j(x, y)| &\leq \\ &\leq \sup_{x \in [0, 1]} \int_0^1 dy \sum_{k=0}^{2^{|j|}-1} \sum_{l, l' \in \mathbb{Z}} |\varphi_{-j,k}(x+l)| |\varphi_{-j,k}(y+l')| \leq \\ &\leq \sup_x \int_{-\infty}^{\infty} dy \sum_{k=0}^{2^{|j|}-1} \sum_{l \in \mathbb{Z}} 2^j |\varphi(2^j(x+l) - k)| |\varphi(2^j y - k)| \leq \\ &\leq C \sup_{x'} \sum_{k=0}^{2^{|j|}-1} \sum_{l \in \mathbb{Z}} |\varphi(x' + 2^j l - k)| \leq C \sup_{x'} \sum_{m \in \mathbb{Z}} |\varphi(x' + m)|, \end{aligned}$$

и равномерная ограниченность имеет место, если $|\varphi(x)| \leq C(1 + |x|)^{-1-\varepsilon}$. Этим устанавливается (9.3.2) для $N = 2^j$.

3. Если $N = 2^j + m$, $0 \leq m \leq 2^j - 1$, то

$$(S_N f)(x) = (S_{2^j} f)(x) + \sum_{k=0}^m \langle f, \psi_{-j,k}^{\text{неп}} \rangle \psi_{-j,k}^{\text{неп}}(x).$$

Оценки, в точности такие же, как в пункте 2, показывают, что L^∞ -норма второй суммы тоже ограничена величиной $C\|f\|_{L^\infty}$ равномерно по j , что доказывает (9.3.2) для всех N .

4. Теперь возьмем $f \in E = \bigcup_{j \in -\mathbb{N}} V_j^{\text{пер}}$. Тогда $f \in V_{-J}^{\text{пер}}$ для некоторого $J > 0$ и $\langle f, \psi_{-j',k}^{\text{пер}} \rangle = 0$ для $j' \geq J$, т.е. $\langle f, g_l \rangle = 0$ для $l \geq 2^J$. Следовательно, $f = S_N f$, если $N \geq 2^J$, и (9.3.1) очевидно выполняется. Поскольку E плотно в $C(\mathbb{T})$, пространстве непрерывных периодических функций, наделенном нормой $\|\cdot\|_\infty$, теорема доказана. ■

В силу сопряженности мы получаем аналогичную теорему для $L^1([0, 1])$.

Теорема 9.3.2. Если $f \in L^1([0, 1])$, то

$$\left\| f - \sum_{n=0}^N \langle f, g_n \rangle g_n \right\|_{L^1} \rightarrow 0 \quad \text{при } N \rightarrow \infty.$$

Доказательство.

$L^1([0, 1])$ содержится в сопряженном к $C(\mathbb{T})$ пространстве, т.е. $\|f\|_{L^1} = \sup\{|\langle f, g \rangle|; g \text{ — непрерывная, с периодом 1, } \|g\|_{L^\infty} \leq 1\}$. Это немедленно приводит к оценке

$$\begin{aligned} \|S_N f\|_{L^1} &= \\ &= \sup\{|\langle S_N f, g \rangle|; g \text{ — непрерывная, с периодом 1, } \|g\|_{L^\infty} \leq 1\} = \\ &= \sup\{|\langle f, S_N g \rangle|; g \text{ — непрерывная, с периодом 1, } \|g\|_{L^\infty} \leq 1\} \leq \\ &\leq C\|f\|_{L^1} \quad (9.3.3) \end{aligned}$$

(в силу равномерной оценки (9.3.2) и $|\langle f, h \rangle| \leq \|f\|_{L^1} \|h\|_{L^\infty}$).

Поскольку $E = \bigcup_{j \in -\mathbb{N}} V_j^{\text{пер}}$ тоже плотно в $L^1([0, 1])$, равномерной оценки (9.3.3) достаточно для доказательства теоремы. ■

Примечательность теорем 9.3.1 и 9.3.2 в том, что такое свойство не выполняется для рядов Фурье: например, для получения равномерной сходимости ряда Фурье для f к самой f необходимо потребовать больше условий, чем просто непрерывность (например, $f \in C^1$).

Заметим, что *порядок* g_n важен для теорем 9.3.1 и 9.3.2: мы имеем базис Шаудера, а не безусловный базис!

9.4. Интересный контраст между разложением по вейвлетам и рядом Фурье

Примечательность этого контраста заключается в различном поведении «полного» разложения в сравнении с «лакунарным» для двух методов разложения: по вейвлетам и в ряд Фурье. Начнем с простой леммы, позаимствованной, как и весь пункт, у Мейера из [142].

Лемма 9.4.1. *Предположим, что f — это функция на $[0, 1]$, дифференцируемая в $x_0 \in]0, 1[$. Пусть g_m будет введенным ранее ортонормированным базисом для $L^2([0, 1])$, и пусть соответствующий вейвлет ψ удовлетворяет условию $\int dx x \psi(x) = 0$. Тогда α_m из $f = \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m g_m$, в котором m ограничено множеством $m = 2^j + k$, где $|2^{-j}k - x_0| \leq 2^{-j}$, удовлетворяют $\alpha_m = o(m^{-3/2})$ при $m \rightarrow \infty$.*

Доказательство.

1. Для простоты предположим, что ψ имеет компактный носитель $\text{supp } \psi \subset [-L, L]$. Для достаточно больших j это означает, что $\psi_{-j,k}^{\text{пер}}(x) = \psi_{-j,k}(x)$, если $|2^{-j}k - x_0| \leq 2^{-j}$. (И вновь это не является решающим фактором. Если функция ψ не имеет компактного носителя, необходимо лишь быть несколько более внимательным при проведении данных ниже оценок.⁸⁾

2. Для $m = 2^j + k$, $\alpha_m = \int dx f(x) \overline{\psi_{-j,k}(x)}$. Здесь

$$\begin{aligned} \text{supp } \psi_{-j,k} &\subset [2^{-j}(k-L), 2^{-j}(k+L)] \subset \\ &\subset [x_0 - 2^{-j}(L+1), x_0 + 2^{-j}(L+1)] \quad (\text{так как } |2^{-j}k - x_0| \leq 2^{-j}), \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} \alpha_m &= \int_{|x-x_0| \leq 2^{-j}(L+1)} dx f(x) \overline{\psi_{-j,k}(x)} = \\ &= \int_{|x-x_0| \leq 2^{-j}(L+1)} dx [f(x) - f(x_0) - (x-x_0)f'(x_0)] 2^{j/2} \overline{\psi(2^j x - k)} = \\ &= o(2^{j/2} 2^{-2j}) \quad (\text{используем } f(x) - f(x_0) - (x-x_0)f'(x_0) = o(x-x_0) \\ &\quad \text{и делаем замену переменных } y = 2^j(x-x_0)) \\ &= o(2^{-3j/2}) = o(m^{-3/2}) \quad (\text{потому что } 2^j \leq m \leq 2^{j+1}). \blacksquare \end{aligned}$$

Отсюда следствие:

Следствие 9.4.2. Если для всех m имеем $C_1 m^{-3/2} \leq |\alpha_m| \leq C_2 m^{-3/2}$, где $C_1 > 0$, $C_2 < \infty$, то $\sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m g_m$ принадлежит C^α для всех $\alpha < 1$, но нигде не дифференцируется.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО немедленно следует из теоремы 9.2.2 и леммы 9.4.1. ■

Теперь построим функцию очень специального вида. Возьмем $\alpha_m = \alpha_{2^j+k} = \beta_j$, не зависящие от k . Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m g_m &= \sum_{j=0}^{\infty} \beta_j \sum_{k=0}^{2^j-1} g_{2^j+k} = \sum_{j=0}^{\infty} \beta_j \sum_{k=0}^{2^j-1} \sum_{l \in \mathbb{Z}} 2^{j/2} \psi(2^j x + 2^j l - k) = \\ &= \sum_{j=0}^{\infty} 2^{j/2} \beta_j \sum_m \psi(2^j x - m) = \sum_{j=0}^{\infty} 2^{j/2} \beta_j F(2^j x), \end{aligned}$$

где $F(x) = \sum_m \psi(x - m)$ — периодическая функция. Мы имеем

$$F(x) = \sum_n F_n e^{-2\pi i n x},$$

где

$$F_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^1 dx F(x) e^{2\pi i n x} = \sqrt{2\pi} \hat{\psi}(-2\pi n).$$

В частном случае $\psi = \psi_{\text{Мейер}}$ (см. главы 4 и 5) $\text{supp } \hat{\psi} = \{\xi; \frac{2\pi}{3} \leq |\xi| \leq \frac{8\pi}{3}\}$, так что $\hat{\psi}(2\pi n) \neq 0$, лишь если $n = \pm 1$. Более того, $\hat{\psi}(-2\pi) = \hat{\psi}(2\pi)$. Следовательно, $F(x) = A \cos(2\pi x)$ и

$$\sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m g_m(x) = A \sum_{j=0}^{\infty} \beta_j 2^{j/2} \cos(2^j 2\pi x).$$

«Полный» вейвлет-ряд слева имеет лакунарное разложение Фурье! Если сейчас выбрать β_j , чтобы выполнялись неравенства $C_1 2^{-j} \leq 2^{j/2} \beta_j \leq C_2 2^{-j}$, то, применяя следствие 9.4.2,⁹ можно заключить, что функция нигде не дифференцируема. Для данного случая, на самом деле, это является хорошо известным результатом о лакунарном ряде Фурье: ряд $\sum_{j=0}^{\infty} \gamma_j \cos(\lambda_j x)$, в котором $\sum_{j=0}^{\infty} |\gamma_j| < \infty$, но $\gamma_j \lambda_j \not\rightarrow 0$, определяет непрерывную нигде не дифференцируемую функцию.

С другой стороны, если мы возьмем функцию с локализованной особенностью, которая, тем не менее, всюду принадлежит C^∞ , например, $f(x) = |\sin \pi x|^{-\alpha}$, где $0 < \alpha < 1$, то ее вейвлет-разложение будет более или менее лакунарным (все коэффициенты очень быстро убывают при $-j \rightarrow \infty$, за исключением тех, для которых $2^{-|j|}k$ близко к особенности), в то время как ряд Фурье является «полным»: $f_n = \gamma_\alpha n^{-1+\alpha} + O(n^{-3+\alpha})$, где $\gamma_\alpha \neq 0$. Наличие особенности влияет на все коэффициенты Фурье.

Примечания

1. Существует много различных определений операторов Кальдерона–Зигмунда. Обсуждение различных определений и их эволюции проводится в начале монографии Мейера [142], том II. Заметим, что на диагонали $x = y$ оценки неограничены. В общем случае K имеет особенность на диагонали. Строго говоря, нам следует быть более внимательными к тому, что происходит на диагонали. Одним из способов удостовериться, что все определено корректно, является требование ограниченности T при действии из $\mathcal{D}$ в $\mathcal{D}'$ ($\mathcal{D}$ — это множество всех функций из C^∞ с компактным носителем, $\mathcal{D}'$ — сопряженное к нему пространство обобщенных функций) и выполнения $(Tf)(x) = \int dy K(x, y)f(y)$, если $x \notin \text{supp } f$. Следовательно, K не полностью определяет T : оператор $(T_1f)(x) = (Tf)(x) + m(x)f(x)$, где $m \in L^\infty(\mathbb{R})$, имеет то же интегральное ядро (см. [142], том II, где это обсуждается ясно и пространно).

2. Заметим, что $\|\cdot\|_{L_{c,l}^1}$ является (очень удобным) злоупотреблением обозначения. Видно, например, что в силу $\||x-1|^{-1} + |x+1|^{-1}\|_{L_{c,l}^1} \geq \|(x-1)^{-1}\|_{L_{c,l}^1} + \|(x+1)^{-1}\|_{L_{c,l}^1}$, неравенство треугольника не выполняется, тогда $\|\cdot\|_{L_{c,l}^1}$ не является «истинной» нормой.

3. Если опустить определение «слабый», то теорема будет хорошо известной теоремой Рисса–Торина. В этом случае $K = C_1^t C_2^{1-t}$ и ограничение $q_1 \leq p_1$, $q_2 \leq p_2$ не обязательно.

$$\begin{aligned} 4. \sum_k (1 + |a - k|)^{-1-\varepsilon} (1 + |b - k|)^{-1-\varepsilon} &\leq \sum_k (1 + |a - k|)^{-1-\varepsilon} \leq \\ &\leq \sup_{0 \leq a' \leq 1} \sum_k (1 + |a' - k|)^{-1-\varepsilon} \leq 2 \sum_{l=0}^{\infty} (1 + l)^{-1-\varepsilon} < \infty. \end{aligned}$$

5. Без ограничения общности мы можем предположить, что $a \geq 0$. Найдем такое k , что $k \leq a \leq k+1$. Тогда

$$\begin{aligned} \sum_l [(1+|a-l|)(1+|a+l|)]^{-1-\varepsilon} &\leq \sum_{l=-\infty}^{-k-1} [(1+(k+|l|))(1+(|l|-k-1))]^{-1-\varepsilon} + \\ + \sum_{l=-k}^k [(1+(k-l))(1+(k+l))]^{-1-\varepsilon} &+ \sum_{l=k+1}^{\infty} [(1+(l-k-1))(1+(l+k))]^{-1-\varepsilon} \leq \\ &\leq 2 \sum_{l=0}^k [1+(k-l)]^{-1-\varepsilon} (1+k)^{-1-\varepsilon} + \\ + 2 \sum_{l=k+1}^{\infty} [1+(l-k-1)]^{-1-\varepsilon} (1+2k)^{-1-\varepsilon} &\leq C(1+|a|)^{-1-\varepsilon}. \end{aligned}$$

6. В примечании 9 главы 5 мы видели, что $\sum_l \varphi(x+l) = \text{const.}$

Поскольку $\int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi(x) = 1$, эта постоянная обязательно равняется 1.

7.

$$\begin{aligned} \sum_l \psi(x+l/2) &= \sum_l \sum_n (-1)^n h_{-n+1} \varphi(2x+l-n) = \\ &= \sum_{k,m} (-1)^{m+1} h_m \varphi(2x+k) \quad (k=l-n, m=-n+1) \\ &= 0 \quad (\text{потому что } \sum h_{2m} = \sum h_{2m+1}). \end{aligned}$$

8. К настоящему моменту читатель видел столько примеров оценок такого типа, что доказательство леммы 9.4.1 для ψ с хорошим убыванием, но без компактного носителя, я оставляю в качестве упражнения.

9. Да, вейвлет Мейера не имеет компактного носителя, а в доказательстве леммы 9.4.1 используется компактность носителя ψ . См., однако, примечание 8 выше.

ГЛАВА 10

Обобщения и трюки для ортонормированных базисов вейвлетов

Эта глава состоит из обобщений и расширений ранее приведенных конструкций. Они не рассматриваются так же детально, как это делалось в предыдущих главах. Некоторые из тем по-прежнему находятся в развитии, и я предполагаю, что любое подробное описание через два года будет выглядеть совсем по-другому. Сюда включены многомерные вейвлеты с параметром сжатия, равным 2, определенные с помощью тензорного произведения кратномасштабных анализов или с помощью несепарабельных схем; ортонормированные базисы с параметром сжатия, отличным от 2, целым или нецелым; «трюк с расщеплением» для лучшей частотной разрешимости (фактически, просто частный случай «вейвлет-пакетов» Койфмана и Мейера); базисы вейвлетов на интервале.

10.1. Многомерные базисы вейвлетов с параметром сжатия 2

Для простоты рассмотрим лишь двумерный случай, для более высоких размерностей ситуация аналогична. Одним из простейших способов построения ортонормированного базиса для $L^2(\mathbb{R}^2)$, при наличии ортонормированного базиса вейвлетов $\psi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}x - k)$ в $L^2(\mathbb{R})$, является взятие тензорного произведения функций, порожденных двумя одномерными базисами:

$$\Psi_{j_1, k_1; j_2, k_2}(x_1, x_2) = \psi_{j_1, k_1}(x_1) \psi_{j_2, k_2}(x_2).$$

Полученные функции и в самом деле будут вейвлетами, а $\{\Psi_{j_1, k_1; j_2, k_2}; j_1, j_2, k_1, k_2 \in \mathbb{Z}\}$ — ортонормированным базисом в $L^2(\mathbb{R}^2)$. В этом базисе сжатие происходит раздельно по переменным x_1 и x_2 .

Существует и другая конструкция, представляющая интерес для многих приложений, в которой сжатия в полученном ортонормированном базисе вейвлетов контролируют обе переменные одновременно.

В этой конструкции вместо произведения соответствующих базисов вейвлетов рассматривается тензорное произведение двух одномерных кратномасштабных анализов. Более точно, определим пространства $\mathbf{V}_j$, $j \in \mathbb{Z}$:

$$\mathbf{V}_0 = V_0 \otimes V_0 = \overline{\text{Span} \{F(x, y) = f(x)g(y); f, g \in V_0\}},$$

$$F \in \mathbf{V}_j \Leftrightarrow F(2^j \cdot, 2^j \cdot) \in \mathbf{V}_0.$$

Тогда $\mathbf{V}_j$ образуют цепочку в $L^2(\mathbb{R}^2)$ вида

$$\dots \subset \mathbf{V}_2 \subset \mathbf{V}_1 \subset \mathbf{V}_0 \subset \mathbf{V}_{-1} \subset \mathbf{V}_{-2} \subset \dots$$

с условием, что

$$\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} \mathbf{V}_j = \{0\}, \quad \overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} \mathbf{V}_j} = L^2(\mathbb{R}^2).$$

Поскольку $\varphi(\cdot - n)$, $n \in \mathbb{Z}$, образуют ортонормированный базис для V_0 , функции-произведения

$$\Phi_{0; n_1, n_2}(x, y) = \varphi(x - n_1) \varphi(x - n_2), \quad n_1, n_2 \in \mathbb{Z},$$

образуют ортонормированный базис в $\mathbf{V}_0$, образованный $\mathbb{Z}^2$ -сдвигами единственной функции Φ . Аналогично,

$$\Phi_{j; n_1, n_2}(x, y) = \varphi_{j, n_1}(x) \varphi_{j, n_2}(y) = 2^{-j} \Phi(2^{-j}x - n_1, 2^{-j}y - n_2), \quad n_1, n_2 \in \mathbb{Z},$$

образуют ортонормированный базис в $\mathbf{V}_j$. Как и в одномерном случае, для каждого $j \in \mathbb{Z}$ мы определим пространства $\mathbf{W}_j$, ортогональные дополнения $\mathbf{V}_j$ до $\mathbf{V}_{j-1}$. Имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{j-1} &= V_{j-1} \otimes V_{j-1} = (V_j \oplus W_j) \otimes (V_j \oplus W_j) = \\ &= V_j \otimes V_j \oplus [(W_j \otimes V_j) \oplus (V_j \otimes W_j) \oplus (W_j \otimes W_j)] = \mathbf{V}_j \oplus \mathbf{W}_j. \end{aligned}$$

Следовательно, $\mathbf{W}_j$ состоит из трех частей с ортонормированными базисами, заданными с помощью $\psi_{j, n_1}(x) \varphi_{j, n_2}(y)$ (для $W_j \otimes V_j$), $\varphi_{j, n_1}(x) \psi_{j, n_2}(y)$ (для $V_j \otimes W_j$) и $\psi_{j, n_1}(x) \psi_{j, n_2}(y)$ (для $W_j \otimes W_j$). Так мы приходим к определению *трех* вейвлетов

$$\Psi^r(x, y) = \varphi(x) \psi(y),$$

$$\Psi^b(x, y) = \psi(x) \varphi(y),$$

$$\Psi^a(x, y) = \psi(x) \psi(y)$$

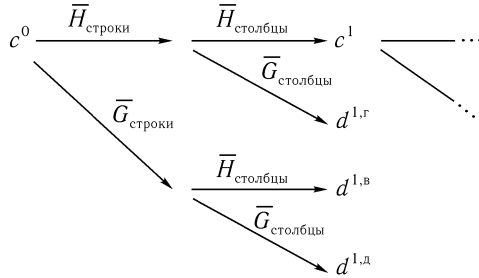


Рис. 10.1. Схематическое представление повторяющейся низко- и высокочастотной фильтрации по строкам и столбцам при разложении по двумерным вейвлетам

(г, в, д обозначают «горизонтальный», «вертикальный» и «диагональный», соответственно, см. ниже). Тогда

$$\{\Psi_{j; n_1, n_2}^\lambda; n_1, n_2 \in \mathbb{Z}, \lambda = \text{г, в или д}\}$$

будет ортонормированным базисом в $\mathbf{W}_j$, а

$$\{\Psi_{j; \mathbf{n}}^\lambda; j \in \mathbb{Z}, \mathbf{n} \in \mathbb{Z}^2, \lambda = \text{г, в или д}\}$$

будет ортонормированным базисом в $\bigoplus_{j \in \mathbb{Z}} \mathbf{W}_j = L^2(\mathbb{R}^2)$.

Если в этой конструкции первоначально одномерные φ и ψ имеют компактный носитель, то, очевидно, это справедливо для Φ и Ψ^λ . Более того, как это объяснялось в § 5.6, интерпретация разложения по такому ортонормированному базису вейвлетов с компактным носителем в терминах субполосной фильтрации приводит к двумерной ситуации. Фильтрацию можно произвести по строкам или по столбцам двумерного массива, соответствующим, например, горизонтальному или вертикальному направлению на картинке. Для размерности 2 рисунок 5.8 превращается в схематическое представление на рисунке 10.1. Величины $d^{1, \lambda}$ в точности соответствуют коэффициентам вейвлетов $\langle F, \Psi_{1; \mathbf{n}}^\lambda \rangle$, где $F = \sum_{\mathbf{n}} c_{\mathbf{n}}^0 \Phi_{0; \mathbf{n}}$. Горизонтальные края объектов изображения проявляются в $d^{1, г}$, вертикальные — в $d^{1, в}$, диагональные — в $d^{1, д}$, что иллюстрируется помещенным ниже примером, который оправдывает употребление индексов г, в, д. Заметим, что если изначально изображение (c^0) задано массивом $N \times N$, то (оставляя в стороне краевые

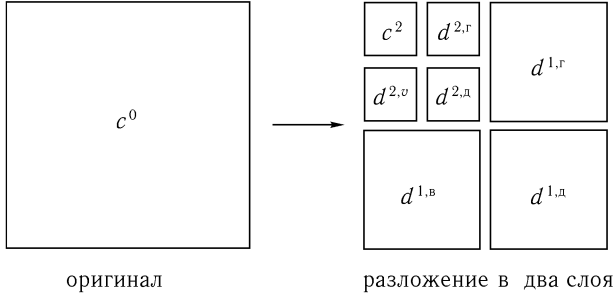


Рис. 10.2. Схематическое представление визуализации двумерного вейвлет-преобразования с рисунка 10.3

эффекты, см. также § 10.6) каждый массив $d^{1,\lambda}$ состоит из $\frac{N}{2} \times \frac{N}{2}$ элементов и, таким образом, может быть представлен изображением, в котором величина коэффициентов соответствует оттенку серого цвета, по размеру в четыре раза меньшим, чем изначальный. Всю схему можно представить так, как это сделано на рисунке 10.2. Конечно, можно раскладывать c^2 и далее, если желательно иметь больше слоев разрешения. На рисунке 10.3 приведена схема разложения с трехслойным разрешением для конкретного изображения.

Все это относится к двумерным схемам, имеющим структуру тензорного произведения. Можно также рассмотреть случай, в котором все начинается с двумерного кратномасштабного анализа (в котором $\mathbf{V}_j$ удовлетворяют всем очевидным обобщениям (5.1.1)–(5.1.6)), где $\mathbf{V}_0$ не является тензорным произведением двух одномерных пространств V_0 .¹ Некоторые (но не все!) конструкции, сделанные в одномерном случае, можно повторить и для этой ситуации. Более точно, кратномасштабная структура $\mathbf{V}_j$ предполагает, что соответствующая масштабирующая функция Φ удовлетворяет уравнению

$$\Phi(x, y) = \sum_{n_1, n_2} h_{n_1, n_2} \Phi(2x - n_1, 2y - n_2) \quad (10.1.1)$$

для некоторой последовательности $(h_{\mathbf{n}})_{\mathbf{n} \in \mathbb{Z}^2}$. В силу ортонормированности $\Phi_{0;\mathbf{n}}$ для тригонометрического полинома

$$m_0(\xi, \zeta) = \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2} h_{n_1, n_2} e^{-i(n_1 \xi + n_2 \zeta)} \quad (10.1.2)$$

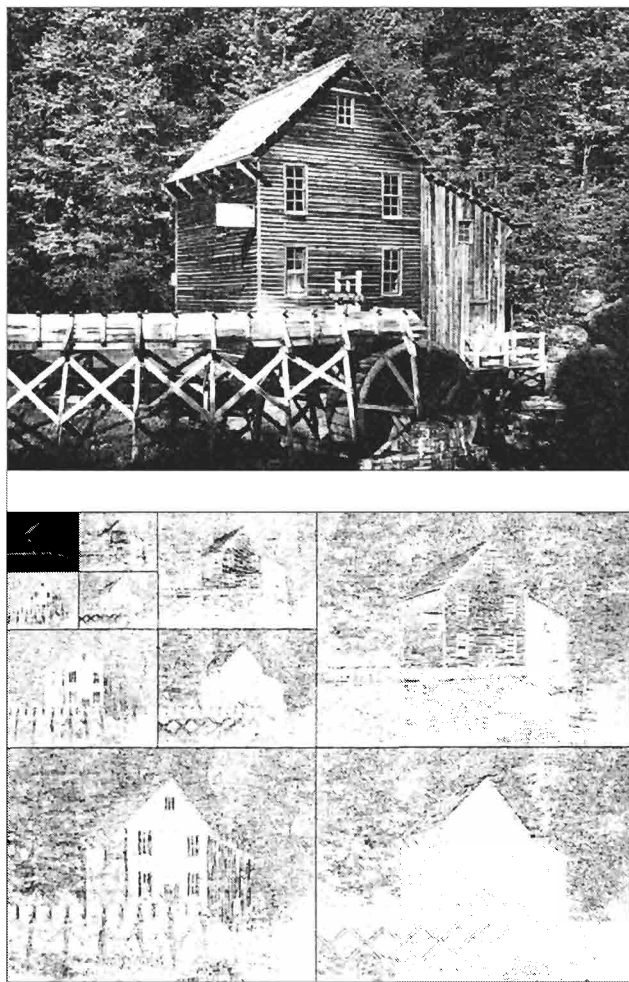


Рис. 10.3. Изображение и его трехслойное вейвлет-разложение. Ясно видно, что вейвлет-коэффициенты $d^{j,b}$, $d^{j,r}$, $d^{j,d}$ подчеркивают, соответственно, вертикальные, горизонтальные и диагональные края предметов на картинке. Здесь s^3 дается со слишком большой выдержкой, чтобы сделать детали из $d^{j,\lambda}$ более заметными. Я хотела бы поблагодарить М. Барло за предоставленную картинку

выполняется равенство

$$|m_0(\xi, \zeta)|^2 + |m_0(\xi + \pi, \zeta)|^2 + |m_0(\xi, \zeta + \pi)|^2 + |m_0(\xi + \pi, \zeta + \pi)|^2 = 1. \quad (10.1.3)$$

Чтобы построить ортонормированный базис вейвлетов, соответствующий этому кратномасштабному анализу, нужно найти такие три вейвлета Ψ^1, Ψ^2, Ψ^3 из $\mathbf{V}_{-1}$, ортогональные $\mathbf{V}_0$, чтобы три пространства, натянутые на их соответствующие целые сдвиги, были ортогональными. Более того, $\Psi^\lambda(\cdot - \mathbf{n})$ должны также быть ортонормированными для каждого фиксированного λ . Это влечет

$$\widehat{\Psi}^\lambda(\xi, \zeta) = m_\lambda\left(\frac{\xi}{2}, \frac{\zeta}{2}\right) \widehat{\Phi}\left(\frac{\xi}{2}, \frac{\zeta}{2}\right),$$

где m_1, m_2, m_3 выбраны так, чтобы матрица

$$\begin{pmatrix} m_0(\xi, \zeta) & m_1(\xi, \zeta) & m_2(\xi, \zeta) & m_3(\xi, \zeta) \\ m_0(\xi + \pi, \zeta) & m_1(\xi + \pi, \zeta) & m_2(\xi + \pi, \zeta) & m_3(\xi + \pi, \zeta) \\ m_0(\xi, \zeta + \pi) & m_1(\xi, \zeta + \pi) & m_2(\xi, \zeta + \pi) & m_3(\xi, \zeta + \pi) \\ m_0(\xi + \pi, \zeta + \pi) & m_1(\xi + \pi, \zeta + \pi) & m_2(\xi + \pi, \zeta + \pi) & m_3(\xi + \pi, \zeta + \pi) \end{pmatrix} \quad (10.1.4)$$

являлась унитарной. Анализ, приводящий к этому условию, полностью сходен с анализом для одномерного случая из § 5.1 (см. Мейер [142], § III.4).²

Заметим, что число вейвлетов, подлежащих нахождению, определяется с помощью небольшой хитрости. Например, для двумерного случая $\mathbf{V}_0$ порождается сдвигами *одной* функции $\Phi(x, y)$ относительно $\mathbb{Z}^2$. Пространство $\mathbf{V}_{-1}$ порождается сдвигами $\Phi(2x, 2y)$ относительно $\frac{1}{2}\mathbb{Z}^2$ или, что то же, $\mathbb{Z}^2$ -сдвигами четырех функций $\Phi(2x, 2y), \Phi(2x - 1, 2y), \Phi(2x, 2y - 1), \Phi(2x - 1, 2y - 1)$. Таким образом, $\mathbf{V}_{-1}$ «в четыре раза больше», чем $\mathbf{V}_0$. С другой стороны, каждое из пространств $\mathbf{W}_0^j$ порождается $\mathbb{Z}^2$ -сдвигами единственной функции $\Psi^j(x, y)$ и, следовательно, является «одного размера» с $\mathbf{V}_0$. Отсюда получаем, что необходимы три (= четыре минус один) пространства $\mathbf{W}_0^j$ (и три вейвлета Ψ^j), чтобы дополнить $\mathbf{V}_0$ до $\mathbf{V}_{-1}$. Это правило, может быть, звучит как «объяснение на пальцах», но мы можем перефразировать (и доказать) его в более математической форме: число вейвлетов равняется числу различных смежных классов (отличных от самого $\mathbb{Z}^2$) подгруппы $\mathbb{Z}^2$ в группе $\frac{1}{2}\mathbb{Z}^2$.

В общем n -мерном случае по тому же правилу получаем, что необходимо определять $2^n - 1$ различных функций m_j . Они должны быть такими, чтобы $2^n \times 2^n$ -мерная матрица

$$U_{r,s}(\xi_1, \dots, \xi_n) = m_{r-1}(\xi_1 + s_1\pi, \dots, \xi_n + s_n\pi) \quad (10.1.5)$$

являлась унитарной; в ней $r = 1, \dots, 2^n$ и $\mathbf{s} = (s_1, \dots, s_n) \in \{0, 1\}^n$.³

На самом деле унитарность для (10.1.4) или (10.1.5) требуется для хитроумного баланса: m_1, m_2, m_3 находятся такими, чтобы первая строка (10.1.4) имела единичную норму, что выглядит достаточно безобидно. Но одновременно нам нужна ортогональность с другими строками и между ними, в то время как они являются сдвигами (по ξ или ζ) первой строки. На практике бывает трудно разобратся с этими соотношениями между строками. Полезно для начала распутать их, что можно сделать через так называемое *полифазное* разложение (polyphase decomposition). Напишем, например,

$$\begin{aligned} 2m_0(\xi, \zeta) &= m_{0,0}(2\xi, 2\zeta) + e^{-i\xi}m_{0,1}(2\xi, 2\zeta) + \\ &\quad + e^{-i\zeta}m_{0,2}(2\xi, 2\zeta) + e^{-i(\xi+\zeta)}m_{0,3}(2\xi, 2\zeta), \end{aligned}$$

$m_{l,j}$, $j = 0, \dots, 3$, определяются точно так же по m_l , $l = 1, \dots, 3$. Легко проверить, что (10.1.3) эквивалентно условию

$$|m_{0,0}(2\xi, 2\zeta)|^2 + |m_{0,1}(2\xi, 2\zeta)|^2 + |m_{0,2}(2\xi, 2\zeta)|^2 + |m_{0,3}(2\xi, 2\zeta)|^2 = 1.$$

Аналогично, все другие условия, обеспечивающие унитарность (10.1.4), могут быть переписаны в терминах $m_{l,j}$. Находим, что необходимым и достаточным условием унитарности (10.1.4) является унитарность *полифазной* матрицы

$$\begin{pmatrix} m_{0,0}(\xi, \zeta) & m_{1,0}(\xi, \zeta) & m_{2,0}(\xi, \zeta) & m_{3,0}(\xi, \zeta) \\ m_{0,1}(\xi, \zeta) & m_{1,1}(\xi, \zeta) & m_{2,1}(\xi, \zeta) & m_{3,1}(\xi, \zeta) \\ m_{0,2}(\xi, \zeta) & m_{1,2}(\xi, \zeta) & m_{2,2}(\xi, \zeta) & m_{3,2}(\xi, \zeta) \\ m_{0,3}(\xi, \zeta) & m_{1,3}(\xi, \zeta) & m_{2,3}(\xi, \zeta) & m_{3,3}(\xi, \zeta) \end{pmatrix}. \quad (10.1.6)$$

Для размерности n точно так же определяется

$$2^{n/2}m_r(\xi_1, \dots, \xi_n) = \sum_{\mathbf{s} \in \{0,1\}^n} e^{-i(s_1\xi_1 + \dots + s_n\xi_n)} m_{r,\mathbf{s}}(2\xi_1, \dots, 2\xi_n),$$

и унитарность U эквивалентна унитарности полифазной матрицы $\tilde{U}$, определенной с помощью соотношений

$$\tilde{U}_{r,s}(\xi_1, \dots, \xi_n) = m_{r-1,s}(\xi_1, \dots, \xi_n). \quad (10.1.7)$$

Таким образом, конструкция сводится к вопросу: можно ли для заданного m_0 (из (10.1.1), (10.1.2)) найти $m_1, \dots, m_{2^n-1}$, чтобы (10.1.6) была унитарной? В двумерном случае, при условии, что $m_0(\xi, \zeta)$ — *вещественный* тригонометрический полином, можно даже обойтись без полифазной матрицы: легко проверить, что выбор $m_1(\xi, \zeta) = e^{-i\xi} m_0(\xi + \pi, \zeta)$, $m_2(\xi, \zeta) = e^{-i(\xi + \zeta)} m_0(\xi, \zeta + \pi)$, $m_3(\xi, \zeta) = e^{-i\zeta} m_0(\xi + \pi, \zeta + \pi)$ делает (10.1.4) унитарной. Если m_0 — не вещественный, то ситуация намного сложнее. На первый взгляд задача кажется даже не выполнимой в общей n -мерной ситуации, когда (10.1.7) становится матрицей порядка $2^n \times 2^n$: помимо прочего, нам нужно найти единичные векторы, зависящие непрерывным образом от ξ_i (а именно, со второго по последний столбцы (10.1.7)), ортогональные единичному вектору (первому столбцу (10.1.7)), т. е. касательные к единичной сфере. Однако хорошо известно, что «сферу причесать невозможно», т. е. не существует непрерывного не обращающегося нигде в ноль векторного поля, касательного к единичной сфере за исключением вещественных размерностей 2, 4 или 8. Первый столбец из (10.1.7) не описывает сферу полностью. На самом деле являясь непрерывной функцией n переменных $(\xi_1, \dots, \xi_n)$ в 2^n -мерном пространстве, $2^n > n$, он лишь описывает компактное множество меры ноль. Это спасает положение и делает возможным построение $m_1, \dots, m_{2^n-1}$, что показывает Грошениг в [86], см. также § III.6 в [142]. Доказательство Грошенига не является конструктивным; другое, конструктивное доказательство приводит Виал в [181]. К сожалению, эти конструкции не могут обеспечить компактности носителя Ψ^j : даже если m_0 — тригонометрический полином (с конечным числом $h_n \neq 0$), m_j не обязательно будут такими же.

10.2. Одномерный ортогональный базис вейвлетов с целым параметром сжатия больше 2

В целях наглядности выберем 3 в качестве параметра сжатия. Кратномасштабный анализ для параметра сжатия 3 определяется точно также, как и для 2, т. е. по формулам (5.1.1)–(5.1.6), и лишь (5.1.4) заменяется на

$$f \in V_j \Leftrightarrow f(3^j \cdot) \in V_0.$$

Мы можем использовать тот же трюк, что и прежде: V_0 образуется целочисленными сдвигами *одной* функции, т. е. $\varphi(x - n)$, в то время как V_{-1} образуется с помощью $\varphi(3x - n)$ или, эквивалентно, целочисленными сдвигами *трех* функций $\varphi(3x)$, $\varphi(3x - 1)$ и $\varphi(3x - 2)$. Пространство V_{-1} «второе больше», чем V_0 ; необходимы два пространства «того же размера», что и V_0 , чтобы дополнить V_0 и образовать V_{-1} : нам будут нужны два пространства W_0^1 , W_0^2 и два вейвлета ψ^1 и ψ^2 .

Снова введем m_0 , m_1 , m_2 по формулам

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0(\xi/3) \widehat{\varphi}(\xi/3), \quad \widehat{\psi}^l(\xi) = m_l(\xi/3) \widehat{\varphi}(\xi/3), \quad l = 1, 2.$$

Требование ортонормированности семейства $\{\varphi_{0,n}, \psi_{0,n}^1, \psi_{0,n}^2; n \in \mathbb{Z}\}$, где $\varphi_{j,n}$ теперь определены как

$$\varphi_{j,n}(x) = 3^{-j/2} \varphi(3^{-j}x - n)$$

($\psi_{j,n}^l$ определяются аналогично), вновь дает несколько условий ортонормированности на m_l , что можно суммировать в требование, чтобы матрица

$$\begin{pmatrix} m_0(\xi) & m_1(\xi) & m_2(\xi) \\ m_0\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) & m_1\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) & m_2\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) \\ m_0\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) & m_1\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) & m_2\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) \end{pmatrix} \quad (10.2.1)$$

была унитарной. Его снова можно переформулировать в терминах полифазной матрицы, убирая зависимость строк. Функции m_0 , m_1 , m_2 , для которых (10.2.1) и в самом деле унитарна, были построены в явном виде в публикациях по обработке акустического речевого сигнала (см., например, Вайданатан [173]). Снова, как и в главе 6, возникает вопрос, действительно ли эти фильтры соответствуют функциям φ , ψ^1 и ψ^2 из L^2 , образуют ли $\psi_{j,k}^l$ ортонормированный базис и какова регулярность всех этих функций. Из главы 3 мы знаем, что ψ^1 и ψ^2 обязательно должны иметь нулевой интеграл, что соответствует условию $m_1(0) = 0 = m_2(0)$. Из того, что первая строка для всех ξ должна иметь норму, равную 1, следует, что $m_0(0) = 1$ (условие, необходимое в любом случае для сходимости бесконечного произведения $\prod_{j=1}^{\infty} m_0(3^{-j}\xi)$,

которое определяет $\widehat{\varphi}(\xi)$). Первый столбец (10.2.1) тоже должен иметь единичную норму для всех ξ , и тогда $m_0(0) = 1$ влечет $m_0\left(\frac{2\pi}{3}\right) = 0 = m_0\left(\frac{4\pi}{3}\right)$, т. е. $m_0(\xi)$ делится на $\frac{1 + e^{-i\xi} + e^{-2i\xi}}{3}$. Если, более того, желательна какая-нибудь гладкость ψ^1, ψ^2 , то потребуются дополнительные нулевые моменты ψ^1, ψ^2 , и в точности теми же рассуждениями, что и раньше, приходим к делимости $m_0(\xi)$ на $((1 + e^{-i\xi} + e^{-2i\xi})/3)^L$, если $\psi^1, \psi^2 \in C^{L-1}$. Так, следует искать m_0 вида $m_0(\xi) = ((1 + e^{-i\xi} + e^{-2i\xi})/3)^N \mathcal{L}(\xi)$, чтобы выполнялось $|m_0(\xi)|^2 + \left|m_0\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right)\right|^2 + \left|m_0\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right)\right|^2 = 1$. Если m_0 — тригонометрический полином, это означает, что $L = |\mathcal{L}|^2$ снова является решением проблемы Безу. Решения минимальной степени приводят к функциям φ с произвольно высокой регулярностью, однако показатель регулярности возрастает лишь логарифмически по N (Л. Вильемос, частное общение).⁴ Как только будет зафиксировано m_0 , требуется определить m_1 и m_2 . Это можно сделать по схеме, объясненной Вайданатаном и соавторами в [176]. Согласно этой схеме матрица (10.2.1) (точнее, ее эквивалент в z -обозначениях) записывается как произведение похожих матриц, элементами которых являются полиномы, степени намного меньшей, в котором лишь несколько параметров определяют каждую матрицу-сомножитель.⁵ При условии, что первый столбец произведения таких матриц задается заранее фиксированным m_0 , значения этих параметров также фиксируются, и m_1, m_2 можно извлечь из произведения матриц.⁶

Если снять требование компактности носителя, то возможны и другие конструкции. В работе Ошера [7] можно найти примеры функций φ и ψ^l из C^∞ с быстрым убыванием (и бесконечным носителем).

И последнее замечание относительно параметра сжатия 3. Мы видели, что функция m_0 обязательно должна делиться на $(1 + e^{-i\xi} + e^{-2i\xi})/3$. Это выражение не обращается в ноль при $\xi = \pi$ (в отличие от выражения $(1 + e^{-i\xi})/2$ для случая с параметром 2). Однако, если мы хотим трактовать m_0 как низкочастотный фильтр, то неплохо было бы иметь $m_0(\pi) = 0$. Чтобы гарантировать это, нам нужно выполнение $\mathcal{L}(\pi) = 0$, что означает использование чего-то другого, вместо решения уравнения Безу для $|\mathcal{L}|^2$ наименьшей степени.

Подобные конструкции можно построить для больших целых параметров сжатия. Для не простых a подходящие m_l могут быть обра-

зованы из конструкций для сомножителей a , хотя не все возможные решения для a можно получить подобным образом. Для $a = 4$, например, можно начать со схемы для параметра 2 и фильтров m_0 и m_1 и определить фильтры $\tilde{m}_0, \tilde{m}_1, \tilde{m}_2, \tilde{m}_3$ (по-прежнему ортонормированные; знак $\sim$ пишется, чтобы отличить их от фильтров с параметром 2) с помощью

$$\begin{aligned}\tilde{m}_0 &= m_0(\xi)m_0(\xi/2), & \tilde{m}_2 &= m_1(\xi)m_1(\xi/2), \\ \tilde{m}_1 &= m_0(\xi)m_1(\xi/2), & \tilde{m}_3 &= m_1(\xi)m_0(\xi/2).\end{aligned}$$

(В качестве упражнения читателю предлагается доказать, что это в самом деле приводит к ортонормированному базису. Легко проверить, что 4×4 аналог матрицы (10.2.1) унитарен.) Заметим, что функция φ одинакова для параметра 4 и параметра 2! К этому мы вернемся в § 10.5.

10.3. Базисы вейвлетов с матричными сжатиями в многомерном случае

Здесь обобщаются § 10.1 и § 10.2: кратномасштабные пространства будут подпространствами $L^2(\mathbb{R}^n)$, а базовым сжатием — матрица D с целочисленными элементами (так что $D\mathbb{Z}^n \subset \mathbb{Z}^n$), все собственные значения которой по абсолютной величине превосходят 1 (тогда мы в самом деле производим сжатия во всех направлениях). Число вейвлетов вновь определяется числом смежных классов для $D\mathbb{Z}^n$. Вновь вводятся $m_0, m_1, \dots$, и условия ортонормированности опять можно сформулировать как требование унитарности матрицы, построенной из $m_0, m_1, \dots$. Анализ таких случаев матричного сжатия несколько труднее, чем в одномерном случае с параметром 2, и, в зависимости от выбора матрицы, появляется несколько сюрпризов. Одним из таких сюрпризов будет то, что обобщение базиса Хаара (т.е. выбор m_0 , в котором все ненулевые коэффициенты равны между собой) во многих случаях приводит к функции φ , являющейся характеристической функцией некоторого самоподобного множества с фрактальной границей, разбивающей плоскость. В двумерном случае, где, например, $D = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$, обнаруживается, что φ может быть характеристической функцией множества в виде сдвоенного дракона (twin dragon set), как показано Грошенигом и Мадичем в [88] и Лоутоном и Резниковым в [123]. Заметим, что такие фрактальные рисунки могут возникнуть даже для $D = 2\text{Id}$, если m_0

выбирается «не каноническим» образом (например, $m_0(\xi, \zeta) = \frac{1}{4}(1 + e^{-i\zeta} + e^{-i(\xi+\zeta)} + e^{-i(\xi+2\zeta)})$) в случае двух переменных (см. Грошениг, Мадич [88]). Для более сложных m_0 (коэффициенты не равны между собой) проблемой становится контроль регулярности. Нулевые моменты ψ_j не приводят к факторизации m_0 в случае многих переменных (поскольку для факторизации полинома от многих переменных недостаточно знать его нули), и приходится прибегать к другим трюкам, чтобы контролировать убывание $\widehat{\varphi}$.

Особенно интересный случай задается «решеткой с шахматной структурой» (quincunx lattice), т.е. $D\mathbb{Z}^2 = \{(m, n); m + n \in 2\mathbb{Z}\}$ для размерности два. В этом случае существует лишь один смежный класс, а значит, и один вейвлет, который необходимо построить, тогда выбор m_1 столь же очевиден, как это было с параметром сжатия 2 в одномерном случае. Условия на m_0, m_1 сводятся к требованию унитарности матрицы порядка 2×2

$$\begin{pmatrix} m_0(\xi, \zeta) & m_1(\xi, \zeta) \\ m_0(\xi + \pi, \zeta + \pi) & m_1(\xi + \pi, \zeta + \pi) \end{pmatrix}.$$

Удобно выбрать

$$m_1(\xi, \zeta) = e^{-i\xi} m_0(\xi + \pi, \zeta + \pi).$$

Заметим, что любой ортонормированный базис с параметром сжатия 2 в одномерном случае порождает пару претендентов на роль m_0, m_1 для шахматной схемы: достаточно взять $m_0(\xi, \zeta) = m_0^\#(\xi)$ (где $m_0^\#$ — это одномерный фильтр).⁷ Однако D можно выбрать различными способами. Два варианта, $D_1 = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ и $D_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$, подробно изучены Коэном и Добеши в [40], Ковачевич и Веттерли в [113]. Один и тот же выбор m_0 приводит к весьма различающимся базисам вейвлетов для двух этих матриц. В частности, если фильтр m_0 находится с помощью объясненного выше механизма среди «стандартных» одномерных вейвлет-фильтров Nm_0 из § 6.4, то получаемые φ имеют возрастающую регулярность (показатель регулярности пропорционален N), если выбрана D_2 . В то же время выбор D_1 приводит к φ , которые в лучшем случае являются непрерывными вне зависимости от N . Выбор других D_1 может привести к уже другим семействам с отличающимися свойствами регулярности. Можно, конечно, построить два ортогональных базиса вместо одного ортонормированного базиса (см. § 8.3).

Несколько возможностей выбора D_1, D_2 изучены в [40] и [113]. В этом биортогональном случае снова можно получить фильтры из одномерных конструкций. Если начать с пары симметричных биортогональных фильтров в одномерном случае, для которого все фильтры являются полиномами по $\cos \xi$, то достаточно заменить $\cos \xi$ на $\frac{1}{2}(\cos \xi + \cos \zeta)$ в каждом фильтре, чтобы получить пары симметричных биортогональных фильтров для случая с шахматной структурой.⁸ В силу симметрии этих примеров матрицы D_1 и D_2 приводят к тем же функциям $\varphi, \tilde{\varphi}$. Снова получается, что возможно построение биортогональных базисов с произвольно высокой регулярностью (см. Коэн, Добеши [40]). Случай с шахматной структурой представляет интерес при обработке изображений потому, что различные направления рассматриваются более однородно, чем в случае раздельной (с использованием тензорного произведения) двумерной схемы: вместо двух излюбленных направлений (горизонтального и вертикального) схемы с шахматной структурой рассматривают направления по горизонтали, вертикали и диагонали как равноправные, не внося при этом избыточности. Первые схемы субполосной фильтрации с шахматной структурой без искажений, но и без точного восстановления (которое к тому времени не было получено даже в одномерном случае), приведены Веттерли в [177]. В работе Фово [78] содержатся описания ортогональных и биортогональных схем и их связь с базисами вейвлетов. Веттерли, Ковачевич и де Галл в [180] обсуждают схемы фильтрации с шахматной структурой для идеального восстановления в приложениях для цифрового телевидения. В работе Антонини, Барло, Матью [1] применение биортогональных схем с шахматной структурой в сочетании с векторным квантованием дает замечательные результаты при сжатии изображений.

10.4. Одномерные ортонормированные базисы вейвлетов с нецелыми показателями сжатия

Итак, для одномерного случая мы обсудили ситуацию с целыми показателями сжатия ≥ 2 .⁹ Однако нецелые показатели сжатия тоже возможны. В рамках кратномасштабного анализа показатель сжатия должен быть рациональным¹⁰ (доказательство дается Ошером в [7]). Дж. Давид в 1985 году уже указывал на то, что конструкция вейвлетов Мейера может обобщаться на случай параметра сжатия $a = \frac{k+1}{k}$,

где $k \in \mathbb{N}$, $k \geq 1$. В [7] Ошер поместил конструкции для произвольных рациональных a (см. также работу этого автора в [159]). На примере $a = \frac{3}{2}$ покажем, как следует изменить схему с параметром 2. Снова начинаем с кратномасштабного анализа, определенного с помощью (5.1.1)–(5.1.6), где в качестве параметра сжатия берется $\frac{3}{2}$ вместо 2.

Снова имеем $\varphi \in V_0 \subset V_{-1} = \overline{\text{Span} \left\{ \varphi \left(\frac{3}{2} \cdot -n \right) \right\}}$, и тогда

$$\varphi(x) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_n h_n^0 \varphi \left(\frac{3}{2}x - n \right).$$

(Причина, по которой появляется индекс 0, вскоре станет ясной.) Следовательно,

$$\varphi(x - 2l) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_n h_n^0 \varphi \left(\frac{3}{2}x - 3l - n \right) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_n h_{n-3l}^0 \varphi \left(\frac{3}{2}x - n \right), \quad (10.4.1)$$

а ортонормированность $\varphi(\cdot - 2l)$ влечет

$$\sum_n h_n^0 \overline{h_{n-3l}^0} = \delta_{l0}. \quad (10.4.2)$$

С другой стороны, $\varphi(\cdot - 1)$ также лежит в V_0 и может быть записана в виде (другой) линейной комбинации функций $\varphi \left(\frac{3}{2}x - n \right)$,

$$\varphi(x - 1) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_n h_n^1 \varphi \left(\frac{3}{2}x - n \right). \quad (10.4.3)$$

Тогда ортонормированность $\varphi(x - 2l - 1)$ и ортогональность $\varphi(x - 2l - 1)$ по отношению к $\varphi(x - 2)$ влечет

$$\sum_n h_n^1 \overline{h_{n-3l}^1} = \delta_{l0}, \quad (10.4.4)$$

$$\sum_n h_n^1 \overline{h_{n-3l}^0} = 0. \quad (10.4.5)$$

Все это означает, что на самом деле у нас две m_0 -функции

$$m_0^0(\xi) = \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_n h_n^0 e^{-in\xi}, \quad m_0^1(\xi) = \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_n h_n^1 e^{-in\xi}.$$

А что с функцией m_1 ? Снова определим для $j \in \mathbb{Z}$ пространство W_j , ортогональное дополнение V_j до V_{j-1} . Заметим, что V_{-1} образуется с помощью $\varphi\left(\frac{3}{2}x - n\right)$ или, эквивалентно, *четными* целыми сдвигами *трех* функций, а именно

$$\varphi\left(\frac{3}{2}(x - 2l)\right), \varphi\left(\frac{3}{2}(x - 2l) - \frac{1}{2}\right), \varphi\left(\frac{3}{2}(x - 2l) - 1\right), \quad l \in \mathbb{Z},$$

соответствующих $n = 3l$, $n = 3l + 1$ и $n = 3l + 2$. Пространство V_0 порождается $2\mathbb{Z}$ -сдвигами *двух* функций $\varphi(x - 2l)$ и $\varphi(x - 2l - 1)$, $l \in \mathbb{Z}$. Следовательно, дополнение W_0 порождается $2\mathbb{Z}$ -сдвигами единственной функции, $W_0 = \text{Span}\{\psi(\cdot - 2n); n \in \mathbb{Z}\}$. (« W_0 вдвое меньше, чем V_0 ».) Тогда мы ожидаем ортонормированный базис вида $\psi_{j,k}(x) = \left(\frac{3}{2}\right)^{-j/2} \psi\left(\left(\frac{3}{2}\right)^j x - 2k\right)$, $j, k \in \mathbb{Z}$. Эта функция ψ тоже может быть записана в виде линейной комбинации функций $\varphi\left(\frac{3}{2}x - n\right)$,

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{3}{2}} \sum_n g_n \varphi\left(\frac{3}{2}x - n\right),$$

и ортонормированность $\psi(x - 2n)$ плюс ортогональность по отношению к $\varphi(x - 2n)$, $\varphi(x - 2n - 1)$ дает

$$\sum_n g_n \overline{g_{n-3l}} = \delta_{l0}, \quad (10.4.6)$$

$$\sum_n g_n \overline{h_{n-3l}^0} = 0, \quad \sum_n g_n \overline{h_{n-3l}^1} = 0. \quad (10.4.7)$$

Если определить $m_1(\xi) = \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_n g_n e^{-in\xi}$, то условия (10.4.2), (10.4.4)–(10.4.7) становятся эквивалентными условию унитарности матрицы

$$\begin{pmatrix} m_0^0(\xi) & m_1^0(\xi) & m_1(\xi) \\ m_0^0\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) & m_1^0\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) & m_1\left(\xi + \frac{2\pi}{3}\right) \\ m_0^0\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) & m_1^0\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) & m_1\left(\xi + \frac{4\pi}{3}\right) \end{pmatrix}. \quad (10.4.8)$$

Эта матрица выглядит идентичной (10.2.1), но это сходство обманчиво: в (10.4.8) первые два столбца заданы низкочастотными фильтрами,

потому что они оба относятся к масштабирующей функции φ ($m_0^0(0) = 1 = m_0^1(0)$), в то время как второй столбец из (10.2.1) соответствует высокочастотному фильтру. Такие m_0^j , m_1 на самом деле могут быть сконструированы (подробности и графики даны Ошером в [7]). Заметим, что m_0^1 и m_0^0 тесно связаны. Преобразованиями Фурье для (10.4.1) и (10.4.3) являются

$$\widehat{\varphi}(\xi) = m_0^0\left(\frac{2}{3}\xi\right) \widehat{\varphi}\left(\frac{2}{3}\xi\right), \quad \widehat{\varphi}(\xi)e^{-i\xi} = m_0^1\left(\frac{2}{3}\xi\right) \widehat{\varphi}\left(\frac{2}{3}\xi\right), \quad (10.4.9)$$

откуда

$$m_0^0(\zeta) \widehat{\varphi}(\zeta) = e^{i3\zeta/2} m_0^1(\zeta) \widehat{\varphi}(\zeta),$$

что должно выполняться для почти всех ζ . Если $\widehat{\varphi}$ — непрерывная, то следующие рассуждения показывают, что $\widehat{\varphi}$ на некоторых интервалах обращается в ноль. Поскольку $\widehat{\varphi}(0) = (2\pi)^{-1/2}$, существует такое α , что для $|\zeta| \leq \alpha$ имеем $|\widehat{\varphi}(\zeta)| \geq (2\pi)^{-1/2}/2$. Следовательно, для $|\zeta| \leq \alpha$

$$m_0^0(\zeta) = e^{i3\zeta/2} m_0^1(\zeta)$$

или

$$m_0^0(\zeta + 2\pi) = -e^{i3\zeta/2} m_0^1(\zeta + 2\pi).$$

Из того, что m_0^0 , m_0^1 также 2π -периодические, получаем $m_0^0(\zeta + 2\pi) = 0 = m_0^1(\zeta + 2\pi)$ для $|\zeta| \leq \alpha$. Следовательно, $\left|\widehat{\varphi}\left(\frac{3}{2}\zeta + 3\pi\right)\right| = 0$ для $|\zeta| \leq \alpha$. В частности, это указывает на то, что φ не может иметь компактный носитель (компактность носителя φ означает, что $\widehat{\varphi}$ — целая, а нетривиальные целые функции могут иметь лишь изолированные нули).

Тем не менее, схемы субполосной фильтрации с КИХ-фильтрами и с рациональными параметрами сжатия, в частности, $\frac{3}{2}$, были предложены и построены Ковачевич и Веттерли в [113]. Основная идея проста: начав с c^0 , можно произвести разложение на три поддиапазона по схеме из § 10.2, а затем перегруппировать два диапазона с наименьшими частотами с помощью фильтра восстановления с параметром сжатия 2. Результатом этой операции является c^1 , в то время как третий диапазон с наивысшими частотами после первого разложения обозначим d^1 . Соответствующая блочная диаграмма приводится на рисунке 10.4. Если все фильтры являются КИХ-фильтрами, то и схема в целом будет КИХ-схемой. Но разве мы только что не доказали, что не существует

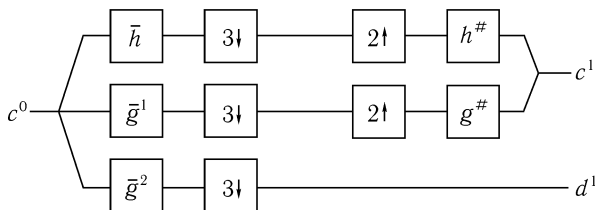


Рис. 10.4. Блочная диаграмма, соответствующая субполосной фильтрации с показателем сжатия $\frac{3}{2}$ (см. [113])

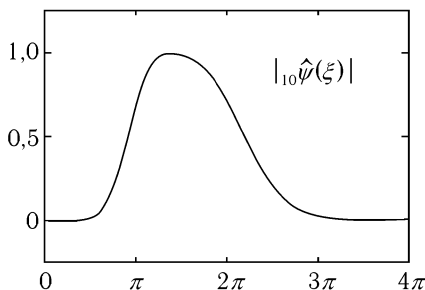


Рис. 10.5. Модуль $|_{10}\hat{\psi}(\xi)|$ для $N\psi$, определенной в § 6.4

кратномасштабного анализа с параметром сжатия $\frac{3}{2}$ и КИХ-фильтрами? Решением этого парадокса является то, что блочная диаграмма не соответствует описанной ранее конструкции. Детальный анализ рисунка 10.4 показывает, что в этой схеме используются *две* различные функции φ^1 и φ^2 , и V_0 порождается функциями $\varphi^1(x - 2n)$, $\varphi^2(x - 2n)$, $n \in \mathbb{Z}$. Рассуждения, доказывающие, что φ не может иметь компактный носитель, здесь неприменимы, и φ^1 , φ^2 на самом деле могут иметь компактный носитель. Теперь аналогом (10.4.9) является уравнение, связывающее двумерные векторы $(\hat{\varphi}^1(\xi), \hat{\varphi}^2(\xi))$ и $(\hat{\varphi}^1(\frac{2}{3}\xi), \hat{\varphi}^2(\frac{2}{3}\xi))$. Однако теперь сложно понять, как сформулировать условия на фильтры, которые дали бы регулярность φ^1 , φ^2 .

Можно задаться вопросом, какова причина появления этих дробных показателей сжатия. Причиной является более отчетливая частотная локализация, которую они могут обеспечить. Если показатель сжа-

тия равен 2, то $\widehat{\psi}$, в основном, локализована между π и 2π , что иллюстрируется рисунком 10.5 для преобразования Фурье «типичной» ψ . В некоторых приложениях полезно иметь базис вейвлетов с шириной диапазона уже, чем одна октава (octave), и базисы вейвлетов с дробным показателем являются одним из возможных ответов. Другой ответ дается Козном и Добеши в [39] и описывается в следующей части.

10.5. Лучшее частотное разрешение: трюк с расщеплением

Предположим, что h_n, g_n — коэффициенты фильтров, связанных с ортонормированным базисом вейвлетов, где показатель сжатия равен 2, т. е.

$$m_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n h_n e^{-in\xi},$$

и выполняется

$$|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1 \quad (10.5.1)$$

и

$$g_n = (-1)^n h_{-n+1}.$$

Тогда мы имеем следующую лемму.

Лемма 10.5.1. *Возьмем некоторую функцию f (не обязательно как-либо связанную с вейвлетами) с условием, что $f(\cdot - n)$, $n \in \mathbb{Z}$, — ортонормированы. Определим*

$$F_1(x) = \sum_n h_n f(x - n), \quad F_2(x) = \sum_n g_n f(x - n).$$

Тогда $\{F_1(\cdot - 2k), F_2(\cdot - 2k); k \in \mathbb{Z}\}$ — это ортонормированный базис для $E = \text{Span}\{f(\cdot - n); n \in \mathbb{Z}\}$.

Доказательство.

1. $\int dx f(x) \overline{f(x - n)} = \delta_{n,0}$, тогда

$$\int d\xi |\widehat{f}(\xi)|^2 e^{-in\xi} = \delta_{n,0} \quad \text{или} \quad \sum_l |\widehat{f}(\xi + 2\pi l)|^2 = (2\pi)^{-1} \text{ п. в.} \quad (10.5.2)$$

2.

$$\widehat{F}_1(\xi) = \sum_n h_n e^{-in\xi} \widehat{f}(\xi) = \sqrt{2} m_0(\xi) \widehat{f}(\xi). \quad (10.5.3)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \sum_l |\widehat{F}_1(\xi + \pi l)|^2 &= \sum_k [|\widehat{F}_1(\xi + 2\pi k)|^2 + |\widehat{F}_1(\xi + \pi + 2\pi k)|^2] = \\ &= 2(2\pi)^{-1} [|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2] \text{ (используем (10.5.2) и (10.5.3))} \\ &= \pi^{-1} \quad \text{ввиду (10.5.1).} \end{aligned}$$

Это влечет

$$\begin{aligned} \int dx F_1(x) \overline{F_1(x - 2k)} &= \int d\xi |\widehat{F}_1(\xi)|^2 e^{-2ik\xi} = \\ &= \sum_l \int_0^\pi d\xi |\widehat{F}_1(\xi + \pi l)|^2 e^{-2ik\xi} = \delta_{k0}. \end{aligned}$$

Ортонормальность $F_2(x - 2k)$ доказывается аналогично с использованием соотношения $\widehat{F}_2(\xi) = \sqrt{2} e^{-i\xi} \overline{m_0(\xi + \pi)} \widehat{f}(\xi)$.

3. Точно так же

$$\int dx F_1(x) \overline{F_2(x - 2k)} = \int_0^\pi d\xi \left[\sum_l \widehat{F}_1(\xi + \pi l) \overline{\widehat{F}_2(\xi + \pi l)} \right] e^{-2ik\xi} \quad (10.5.4)$$

и

$$\begin{aligned} \sum_l \widehat{F}_1(\xi + \pi l) \overline{\widehat{F}_2(\xi + \pi l)} &= \sum_k \left[\widehat{F}_1(\xi + 2\pi k) \overline{\widehat{F}_2(\xi + 2\pi k)} + \right. \\ &\quad \left. + \widehat{F}_1(\xi + \pi + 2\pi k) \overline{\widehat{F}_2(\xi + \pi + 2\pi k)} \right] = \\ &= 2(2\pi)^{-1} [m_0(\xi) m_0(\xi + \pi) e^{i\xi} + m_0(\xi + \pi) m_0(\xi) e^{i(\xi + \pi)}] = 0, \end{aligned}$$

что доказывает ортогональность $F_1(x - 2k)$ и $F_2(x - 2k)$.

4. Наконец, E целиком натягивается на $F_1(\cdot - 2k)$, $F_2(\cdot - 2k)$, потому что

$$f(x) = \sum_l [h_{2l} F_1(x + 2l) + g_{2l} F_2(x + 2l)] \quad (10.5.5)$$

и

$$f(x - 1) = \sum_l [h_{2l+1} F_1(x + 2l) + g_{2l+1} F_2(x + 2l)]. \quad (10.5.6)$$

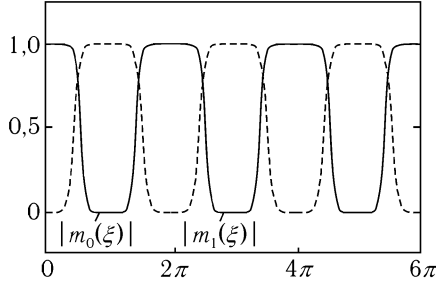


Рис. 10.6. Графики $|_{10}m_0(\xi)|$ и $|_{10}m_1(\xi)|$ для ${}_Nm_0$, определенной в § 6.4

На самом деле мы имеем

$$\begin{aligned} & \sum_l h_{2l} e^{2il\xi} \widehat{F}_1(\xi) + \sum_l g_{2l} e^{2il\xi} \widehat{F}_2(\xi) = \\ & = [\overline{m_0(\xi)} + \overline{m_0(\xi + \pi)}] m_0(\xi) \widehat{f}(\xi) + [\overline{m_1(\xi)} + \overline{m_1(\xi + \pi)}] m_1(\xi) \widehat{f}(\xi) = \\ & = \widehat{f}(\xi) \{ [|m_0(\xi)|^2 + |m_1(\xi)|^2] + [\overline{m_0(\xi)} m_0(\xi + \pi) + \overline{m_1(\xi)} m_1(\xi + \pi)] \} = \widehat{f}(\xi), \end{aligned}$$

что доказывает (10.5.5). Аналогично,

$$\begin{aligned} & \sum_l h_{2l+1} e^{2il\xi} \widehat{F}_1(\xi) + \sum_l g_{2l+1} e^{2il\xi} \widehat{F}_2(\xi) = \\ & = e^{-i\xi} [\overline{m_0(\xi)} - \overline{m_0(\xi + \pi)}] m_0(\xi) \widehat{f}(\xi) + \\ & + e^{-i\xi} [\overline{m_1(\xi)} - \overline{m_1(\xi + \pi)}] m_1(\xi) \widehat{f}(\xi) = e^{-i\xi} \widehat{f}(\xi), \end{aligned}$$

что доказывает (10.5.6). ■

Лемма 10.5.1 и есть «трюк с расщеплением»: в ней показано, что фильтры вейвлетов можно использовать для расщепления на две части *любого* пространства, натянутого на ортонормированные функции $f(x - n)$. Поскольку m_0 , m_1 «живут» в разных диапазонах частот (см. рисунок 10.6), трюк с расщеплением соответствует разрезанию носителя $\widehat{f}$ на части и распределению частей попеременно между F_1 и F_2 .

Мы можем применить трюк с расщеплением к пространству W_0 с шириной диапазона (примерно) в одну октаву, натянутому на $\psi(\cdot - k)$, в случае одномерного кратномасштабного анализа с показателем сжа-

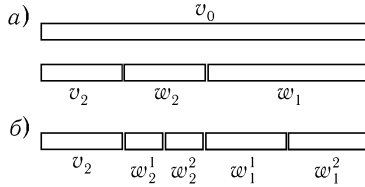


Рис. 10.7. Схематическое представление расщепления V_0 (более или менее соответствующего ширине диапазона π) на W_1 , W_2 и V_2 (а) либо W_1^1 , W_1^2 , W_2^1 , W_2^2 и V_2 (б)

тия 2. Определим

$$\psi^1(x) = \sum_n h_n \psi(x - n), \quad \psi^2(x) = \sum_n g_n \psi(x - n),$$

где h_n, g_n не обязательно те же коэффициенты фильтров, что использовались при построении самой ψ . Тогда

$$\begin{aligned} W_0 &= \overline{\text{Span} \{ \psi(\cdot - k); k \in \mathbb{Z} \}} = \\ &= \overline{\text{Span} \{ \psi^1(\cdot - 2l); l \in \mathbb{Z} \}} \oplus \overline{\text{Span} \{ \psi^2(\cdot - 2l); l \in \mathbb{Z} \}} = W_0^1 \oplus W_0^2. \end{aligned}$$

Поскольку W_j представляют собой сдвинутые копии W_0 , мы можем построить соответствующие ортонормированные базисы для каждого пространства W_j , а их объединение снова будет базисом для $L^2(\mathbb{R}) = \bigoplus_{j \in \mathbb{Z}} W_j$. Определим теперь

$$\psi_{j,l}^1(x) = 2^{-j/2} \psi^1(2^{-j}x - 2l), \quad \psi_{j,l}^2(x) = 2^{-j/2} \psi^2(2^{-j}x - 2l).$$

Множество $\{ \psi_{j,l}^1, \psi_{j,l}^2; j, l \in \mathbb{Z} \}$ образует ортонормированный базис в $L^2(\mathbb{R})$. Поскольку $\hat{\psi}^1, \hat{\psi}^2$ получены расщеплением $\hat{\psi}$, каждая из ψ_1, ψ_2 имеет лучшую частотную локализацию, чем сама ψ (ценой чего являются бóльшие носители в x -пространстве!). Расщепление пространства частот, соответствующего, с одной стороны, W_j , с другой стороны, W_j^1, W_j^2 , схематически представлено на рисунке 10.7. Заметим, что частота по-прежнему обрабатывается логарифмически, даже для $\psi_{j,k}^1, \psi_{j,k}^2$.

По построению $\hat{\psi}^1(\xi) = \sqrt{2} m_0(\xi) \hat{\psi}(\xi)$, $\hat{\psi}^2(\xi) = \sqrt{2} m_1(\xi) \hat{\psi}(\xi)$. Следовательно, $|\hat{\psi}^1(\xi)|^2 + |\hat{\psi}^2(\xi)|^2 = 2|\hat{\psi}(\xi)|^2$, как показано на рисунке 10.8,

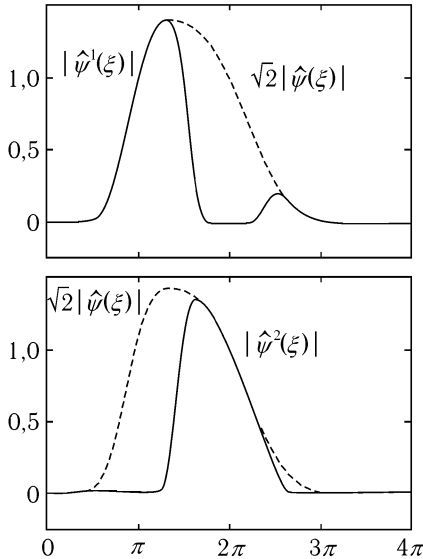


Рис. 10.8. Графики $|\hat{\psi}^1(\xi)|$, $|\hat{\psi}^2(\xi)|$ с низкочастотным фильтром $10m_0(\xi)$, определенным в § 6.4. Штрихованная линия представляет график $\sqrt{2}|\hat{\psi}(\xi)|$

который также показывает, что $\hat{\psi}^1$, $\hat{\psi}^2$ и в самом деле «расщепляют» $\hat{\psi}$ на две части, соответствующие ее «низкочастотной и высокочастотной половинам».

Вычисление коэффициентов функции по $\psi_{j,k}^1$, $\psi_{j,k}^2$ снова можно провести с помощью схемы субполосной фильтрации, в которую добавлен один дополнительный шаг расщепления на низкие и высокие частоты после «стандартной» высокочастотной фильтрации. Схематично это представлено на рисунке 10.9. Заметим, что схема с показателем сжатия 4, предложенная в конце § 10.2 (полученная из схемы с показателем 2) тоже содержит эти функции ψ^1 , ψ^2 . (Вейвлетами в этой схеме являются $\psi(x)$, первоначальный вейвлет для показателя 2, и $\sqrt{2}\psi^1(2x)$, $\sqrt{2}\psi^2(2x)$, где ψ^1 , ψ^2 определены выше.)

При работе с многомерным кратномасштабным анализом, происходящим из тензорного произведения, трюк с расщеплением может применяться избирательно. На рисунке 10.10 показано, как можно, например, используя трюк с расщеплением в двумерном случае, получить

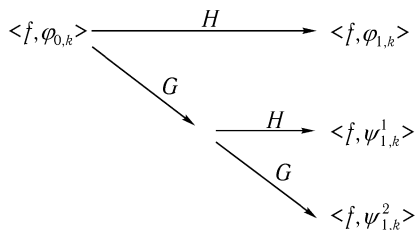


Рис. 10.9. Схематическое представление различных операций фильтрации при работе с «расщепленными» вейвлетами

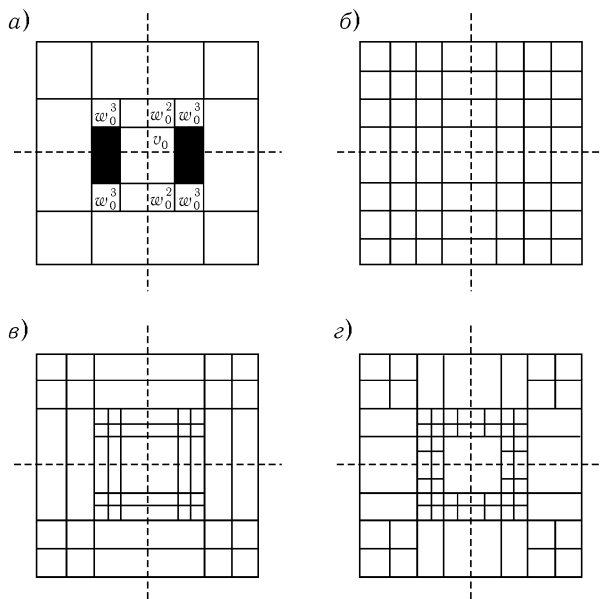


Рис. 10.10. Локализация на частотной плоскости, полученная при помощи различных двумерных кратномасштабных схем (см. текст)

ортонормированный базис вейвлетов с лучшим угловым разрешением на частотной плоскости, чем «стандартный» базис вейвлетов. Рисунок 10.10а изображает конструкцию из § 10.1 на частотной плоскости: маленький центральный квадрат соответствует (скажем) $\mathbf{V}_0$. Добавляя

к нему два вертикальных прямоугольника, соответствующих $\mathbf{W}_0^B = W_0 \otimes V_0$, два горизонтальных прямоугольника для $\mathbf{W}_0^r = V_0 \otimes W_0$ и четыре угловых квадрата для $\mathbf{W}_0^A = W_0 \otimes W_0$, приходим к большому квадрату, представляющему $\mathbf{V}_{-1}$. Затем структура повторяется и получается квадрат $\mathbf{V}_{-2}$. Угловое разрешение на плоскости Фурье в этой схеме не очень хорошее, что видно из рисунка. Следующий рисунок 10.10б показывает, как выглядит подобная двумерная конструкция, если начать с одномерного кратномасштабного анализа с показателем 4, приведенного в конце § 10.2. В этом случае одномерная схема уже имеет три вейвлета, тогда двумерная схема, полученная из произведения, завершается $2 \times 3 + 3^2 = 15$ вейвлетами. На рисунке 10.10б представлен один шаг (с показателем 4) шкалы кратных масштабов в сравнении с двумя шагами (с показателем 2), т.е. двумя последовательными операциями на рисунке 10.10а. Центральная часть обеих картинок идентична. Единственным различием между двумя картинками является то, что внешняя часть рисунка 10.10а разбивается на много кусков при переходе к рисунку 10.10б, в то время как внутренняя часть остается нетронутой. В терминах леммы о трюке с расщеплением это соответствует «расщеплению одного уровня из двух», как указано выше. Результатом является хорошее угловое разрешение для некоторых вейвлетов (соответствующих внешнему слою на рисунке 10.10б) и плохое для других (соответствующих прямоугольникам, расположенным ближе к центру на рисунке 10.10б).

Рисунок 10.10в снова представляет ту же картинку с двумя уровнями кратномасштабного анализа с показателем сжатия 2, при этом тензорное произведение берется для двух вейвлетов с шириной диапазона в $\frac{1}{2}$ октавы, построенных в этом пункте, вместо вейвлета ψ с шириной диапазона в одну октаву. Масштабирующая функция остается той же, но вейвлетов теперь будет $2 \times 2 + 2^2 = 8$ (в отличие от 3 на рисунке 10.10а и 15 на рисунке 10.10б). Рисунок 10.10в можно получить из рисунка 10.10а расщеплением каждого слоя (внутреннего и внешнего) на половинки, разрезая их по вертикали и горизонтали. Этим улучшается угловое разрешение в квадратах по углам (соответствующих $\mathbf{W}_j^A$ на рисунке 10.10а), но ничего не меняется для углового разрешения прямоугольников (соответствующих $\mathbf{W}_j^r$ или $\mathbf{W}_j^B$ на рисунке 2а), которые расщеплены лучше на внешнем слое рисунка 10.10б. Лучшее угловое разрешение достигается при отказе от структуры с тензорным произ-

ведением простым разрезанием каждого из пространств $\mathbf{W}_j^\lambda$ с рисунка 10.10а по вертикали и/или по горизонтали с применением «трюка с расщеплением» по x и/или по y до тех пор, пока желаемое разрешение не будет получено. Пример приведен на рисунке 10.10г. Он по-прежнему соответствует ортонормированному базису и быстрому алгоритму разбиения и восстановления функции, хотя и в несколько более сложном виде. Если же требуется еще лучшее угловое разрешение, можно повторять трюк с расщеплением там, где требуется, и столько раз, сколько требуется.

10.6. Базисы вейвлет-пакетов

Вейвлеты для лучшего разрешения из предыдущего пункта фактически являются лишь частным случаем очень красивой конструкции Койфмана и Мейера, названной вейвлет-пакеты (wavelet packet). В настоящем пункте дается лишь их краткое описание. Детали можно найти у Койфмана, Мейера, Викерхаузера в [46]; приложения для акустических сигналов и изображений даются в работах Викерхаузера [186], [185].

Начнем с «обычного» кратномасштабного анализа с показателем сжатия 2 и рассмотрим пространства V_j , W_j лишь для $j \leq 0$. Разбиение

$$L^2(\mathbb{R}) = V_0 \oplus \left(\bigoplus_{j \leq 0} W_j \right)$$

соответствует расщеплению по частотам, схематически представленному на рисунке 10.7а. Эвристически W_{-1} «вдвое больше», чем V_0 и W_0 (которые имеют «одинаковые размеры»), W_{-2} — «вчетверо больше» и так далее. Можно представить расщепление всех их с помощью известного трюка на пространства одного размера: W_{-1} делится один раз, W_{-2} делится дважды и так далее. Это соответствует определению множества функций $\psi_{l; \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_l}$, где l обозначает исходное пространство W_{-l} (и число расщеплений для данного пространства), а $\varepsilon_j = 0$ или 1 обозначает выбор m_0 или m_1 при j -м расщеплении. В явном виде

$$\begin{aligned} \widehat{\psi}_{l; \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_l}(\xi) &= \left[\prod_{j=1}^l m_{\varepsilon_j}(2^{-j}\xi) \right] m_1(2^{-l-1}\xi) \widehat{\varphi}(2^{-l-1}\xi) = \\ &= \left[\prod_{j=1}^l m_{\varepsilon_j}(2^{-j}\xi) \right] \widehat{\psi}(2^{-l}\xi). \end{aligned}$$

Ясно, что все $\psi_{l;\varepsilon_1,\dots,\varepsilon_l}(x)$ являются линейными комбинациями $\psi(2^l x - k)$, и лемма о трюке с расщеплением (примененная l раз) доказывает, что $\{\psi_{l;\varepsilon_1,\dots,\varepsilon_l}(\cdot - n); \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_l = 0 \text{ или } 1, n \in \mathbb{Z}\}$ является ортонормированным базисом для $\text{Span}\{\psi(2^l \cdot - k); k \in \mathbb{Z}\} = W_{-l}$. Следовательно, $\{\psi_{l;\varepsilon_1,\dots,\varepsilon_l}(\cdot - n); l \in \mathbb{N}, n \in \mathbb{Z}, \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_l = 0 \text{ или } 1\} \cup \{\varphi(\cdot - n); n \in \mathbb{Z}\}$ является ортонормированным базисом в $L^2(\mathbb{R})$. Заметим, что этот базис соответствует целочисленным сдвигам функций с более или менее одинаковой частотной локализацией (в полосах с шириной примерно π , начиная с $|\xi| \leq \pi$ для $\varphi(\cdot - n)$, $\pi \leq |\xi| \leq 2\pi$ для $\psi(\cdot - n)$, $\dots$).¹¹ Это очень похоже на оконное преобразование Фурье и базисы Вилсона из § 4.2Б, в то время как вычисления с помощью схем фильтрации производятся так же просто, как и для базисов вейвлетов.

Конечно, существует много решений, занимающих промежуточное место между вейвлетами с одной стороны и базисом вейвлет-пакета, описанным выше: некоторые из пространств W_{-l} можно расщеплять не так часто, другие или некоторые из подпространств такого пространства можно расщеплять на большее количество частей. При каждом таком выборе приходим к ортонормированному базису; более того, существуют эффективные алгоритмы (базирующиеся на вычислениях «энтропии функции» для различных видов расщепления) для определения того, какой из вариантов, выбранный из целой библиотеки, является наиболее эффективным для данного сигнала (см. Койфман, Викирхаузер [48]).

10.7. Базисы вейвлетов на интервале

Все одномерные конструкции вейвлетов, которые мы обсудили прежде, приводят к базисам для $L^2(\mathbb{R})$. Во многих приложениях интерес представляет лишь часть вещественной оси: вычисления в численном анализе обычно проводятся на интервале, изображения сосредоточены в прямоугольниках, многие системы анализа звука делят его на части. Во всех этих случаях используется разложение функций f , определенных на интервале, скажем, $[0, 1]$. Конечно, можно решиться на применение обычных базисов вейвлетов для анализа f , полагая функцию равной нулю вне $[0, 1]$, но это порождает искусственные «скачки» на краях, отраженные в значениях коэффициентов вейвлетов.¹² Кроме того, это не эффективно с точки зрения вычислений. Таким образом, полезными были бы вейвлеты, приспособленные к «жизни на интервале».

Одним из способов достижения этого является использование периодизованных вейвлетов, описанных в § 9.3. Это эффективно при проведении вычислений, однако их использование означает анализ периодизованной функции $\tilde{f}$, определенной как $\tilde{f}(x) = f(x - [x])$ (где $[x]$ обозначает наибольшее целое, не превышающее x) с помощью обычных (непериодизованных) вейвлетов. И хотя f уже периодична, мы снова получаем «скачок» на границах 0, 1, что проявится в коэффициентах вейвлетов при очень мелких масштабах возле 0 и 1.

Существует другое решение, в котором нет такого неудобства, предложенное Мейером в [143] и основывающееся на ортонормированных базисах вейвлетов с компактными носителями. В этой конструкции вейвлеты с носителем, содержащимся в $[0, 1]$, не включающем 0 или 1, остаются такими, какие они есть, но это семейство дополняется на краях специально приспособленными функциями. Для иллюстрации того, как работает эта идея, возьмем луч вместо интервала. Это упрощение позволит нам работать лишь с одной границей и игнорировать изменения, внесенные для крупных масштабов, где необходимо работать с обеими границами $[0, 1]$. Определим

$$\varphi_{j,k}^{\text{луч}}(x) = \begin{cases} \varphi_{j,k}(x), & \text{если } x \geq 0, \\ 0 & \text{в противном случае;} \end{cases}$$

$$V_j^{\text{луч}} = \overline{\text{Span}\{\varphi_{j,k}^{\text{луч}}; k \in \mathbb{Z}\}}.$$

Пространство $V_j^{\text{луч}}$ также можно рассматривать как пространство всех функций из V_j , ограниченных на $[0, \infty)$. Если мы предположим, что первоначальная масштабирующая функция φ имеет носитель $[0, 2N - 1]$, то $\varphi_{j,k}^{\text{луч}}(x) = 0$, если $k \leq -2N + 1$. Тогда мы рассматриваем лишь $\varphi_{j,k}^{\text{луч}}$, для которых $k > -2N + 1$. Все они, за исключением $2N - 2$ функций, не подвергаются процедуре ограничения $\varphi_{j,k}^{\text{луч}}(x) = \varphi_{j,k}(x)$, если $k \geq 0$. Следовательно, эти функции по-прежнему ортонормированы. $2N - 2$ функций $\varphi_{j,k}^{\text{луч}}$, $k = -1, \dots, -(2N - 1)$, не зависят друг от друга и от $\varphi_{j,k}$, $k \geq 0$. Теперь определим $W_j^{\text{луч}}$ как ортогональное дополнение $V_j^{\text{луч}}$ до $V_{j-1}^{\text{луч}}$. Если для удобства мы сдвинем ψ так, чтобы ее носитель тоже лежал в $[0, 2N - 1]$, то $\psi_{j,k}^{\text{луч}}$ (ограничение $\psi_{j,k}$ на $[0, \infty)$), очевидно, принадлежат $W_j^{\text{луч}}$, если $k \geq 0$, поскольку они ортогональны всем $\varphi_{j,k}^{\text{луч}}$ и лежат в $V_{j-1}^{\text{луч}}$. Что известно о $\psi_{j,k}^{\text{луч}}$, для которых $k = -1, \dots, -(2N - 2)$? (Если k еще меньше, $k \leq -2N + 1$, то $\psi_{j,k}^{\text{луч}} \equiv 0$.)

Оказывается (см. Мейер [143]), что $\psi_{j,k}^{\text{лущ}}, k = -N, -(N+1), \dots, -(2N-2)$, лежат в $V_j^{\text{лущ}}$, т.е. они ортогональны $W_j^{\text{лущ}}$. Остальные $\psi_{j,k}^{\text{лущ}}, k = -1, \dots, -(N-1)$, дают вклад в $W_j^{\text{лущ}}$. На самом деле мы получаем, что семейство

$$\{\varphi_{j,k}^{\text{лущ}}; k \geq -(2N-2)\} \cup \{\psi_{j,k}^{\text{лущ}}; k \geq -(N-1)\}$$

является (неортогональным) базисом для $V_{j-1}^{\text{лущ}}$.¹³ Для ортонормализации этого базиса проводятся следующие шаги:

(1) Ортонормализуются $\varphi_{0,k}^{\text{лущ}}, k = -1, \dots, -(2N-2)$. Полученные функции $\tilde{\varphi}_k, k = -1, \dots, -(2N-2)$, автоматически ортогональны $\varphi_{0,k}, k \geq 0$, а вместе они обеспечивают ортогональный базис для $V_0^{\text{лущ}}$. Если мы определим

$$\tilde{\varphi}_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \tilde{\varphi}_k(2^{-j}x), \quad j \in \mathbb{Z}, k = -1, \dots, -(2N-2),$$

то $\{\varphi_{j,k}; k \geq 0\} \cup \{\tilde{\varphi}_{j,k}; k = -1, \dots, -(2N-2)\}$ является ортонормированным базисом для $V_j^{\text{лущ}}$ при любом $j \in \mathbb{Z}$.

(2) Проектируем $\psi_{0,k}^{\text{лущ}}, k = -1, \dots, -(N-1)$, на $W_0^{\text{лущ}}$, определяя

$$\psi_k^{\#} = \psi_{0,k}^{\text{лущ}} - \sum_{l=0}^{2N-2} \langle \psi_{0,k}^{\text{лущ}}, \tilde{\varphi}_l \rangle \tilde{\varphi}_l.$$

(3) Ортонормируем $\psi_k^{\#}$. Полученные $\tilde{\psi}_k, k = -1, \dots, -(N-1)$, вместе с $\psi_{0,k}^{\text{лущ}}, k \geq 0$, обеспечивают ортонормированный базис для $W_0^{\text{лущ}}$. Мы снова можем определить

$$\tilde{\psi}_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \tilde{\psi}_k(2^{-j}x), \quad j \in \mathbb{Z}, k = -1, \dots, -(N-1),$$

тогда $\{\tilde{\psi}_{j,k}; k = -1, \dots, -(N-1)\} \cup \{\psi_{j,k}; k \geq 0\}$ будет ортонормированным базисом для $W_j^{\text{лущ}}$. Объединение всех этих базисов (j пробегает все значения из $\mathbb{Z}$) дает базис для $L^2([0, \infty))$.

Полученные базисы являются не только ортонормированными базисами для $L^2([0, \infty))$, но обеспечивают также и безусловные базисы для пространств Гельдера, определенных на луче, т.е. даже со свойствами регулярности в 0 они обходятся «правильно», и т.д. (доказательства можно посмотреть у Мейера в [143]). Чтобы все это применить на практике, необходимо дополнительно вычислить коэффициенты фильтра на границах, соответствующие расширению $\tilde{\psi}_{0,k}, k = -1, \dots, -(N-1)$, $\tilde{\varphi}_{0,k}, k = -1, \dots, -(2N-2)$, в терминах $\tilde{\varphi}_{-1,l}, l = -1, \dots, -(2N-2)$, и $\varphi_{-1,l}, l = 0, \dots, 4N-5$. Это можно вычислить из первоначальных h_l ;

таблицы приведены Коэном, Добеши и Виалом в [42], в этой же работе также помещена альтернатива конструкции Мейера, использующая несколько дополнительных функций на краях (всего N вместо $2N - 2$), в которой, по-прежнему, свойства регулярности трактуются правильно, даже на краях.

И еще одно, последнее замечание относительно базисов вейвлетов на интервале. В анализе изображений обычным приемом при рассмотрении краевых эффектов является продолжение изображения за границу с помощью отражения: такое продолжение уничтожает разрывность, возникающую после периодизации или продолжения нулем (хотя производная по-прежнему будет испытывать разрыв). Хорошо известно, что это означает минимизацию краевых эффектов и отсутствие необходимости вводить дополнительные коэффициенты (при работе с границами) при условии, что используются симметричные фильтры. С использованием данного трюка базисы биортогональных вейвлетов на $[0, 1]$ можно получить, затратив гораздо меньше усилий, чем это было у Мейера в [143] или Коэна, Добеши и Виала в [42] при получении базиса ортонормированных вейвлетов на интервале.

Если f — функция, определенная на $\mathbb{R}$, то мы можем определить функцию на $[0, 1]$, «сгибая» ее график в 0 и 1. Первый перегиб в 0 означает замену $f(x)$ на $f(x) + f(-x)$. Перегибая назад два хвоста (один — от первоначальной f , другой — от перегиба над отрицательной частью), выходящие за 1, приходим к $f(x) + f(-x) + f(2-x) + f(x+2)$. Продолжая перегибать описанным образом, в конце концов мы получим

$$f^{\text{cr}}(x) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} f(x - 2l) + \sum_{l \in \mathbb{Z}} f(2l - x). \quad (10.7.1)$$

Для дальнейшего удобства заметим, что¹⁴

$$\int_0^1 dx f^{\text{cr}}(x) \overline{g^{\text{cr}}(x)} = \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \overline{g^{\text{cr}}(x)}. \quad (10.7.2)$$

Теперь возьмем два вейвлета ψ , $\tilde{\psi}$, которые образуют базисы биортогональных вейвлетов в $L^2(\mathbb{R})$, и соответствующие масштабирующие функции φ , $\tilde{\varphi}$, их конструкция приведена в § 8.3. Предположим также, что φ , $\tilde{\varphi}$ — симметричны относительно $\frac{1}{2}$, $\varphi(1-x) = \varphi(x)$, $\tilde{\varphi}(1-x) = \tilde{\varphi}(x)$, и что ψ , $\tilde{\psi}$ антисимметричны относительно $\frac{1}{2}$, $\psi(1-x) = -\psi(x)$,

$\tilde{\psi}(1-x) = -\tilde{\psi}(x)$. (Примеры приводились в § 8.3.) Применим технику «сгибания» к $\psi_{j,k}$ и $\tilde{\psi}_{j,k}$:

$$\begin{aligned} \psi_{j,k}^{\text{cr}}(x) &= 2^{-j/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \psi(2^{-j}x - 2^{-j+1}l - k) + \\ &+ 2^{-j/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \psi(2^{-j+1}l - 2^{-j}x - k) = 2^{-j/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \psi(2^{-j}x - 2^{-j+1}l - k) - \\ &- 2^{-j/2} \sum_{l \in \mathbb{Z}} \psi(2^{-j}x - 2^{-j+1}l + 1 + k), \quad (10.7.3) \end{aligned}$$

$\tilde{\psi}_{j,k}^{\text{cr}}$ определяются аналогично. Свое внимание ограничим лишь $j \leq 0$ или $j = -J$, где $J \geq 0$, для которых (10.7.2) можно переписать так:

$$\psi_{j,k}^{\text{cr}} = \sum_{l \in \mathbb{Z}} [\psi_{-J, k+2^{J+1}l} - \psi_{-J, 2^{J+1}l-k-1}].$$

Определим также $\varphi_{j,k}^{\text{cr}}, \tilde{\varphi}_{j,k}^{\text{cr}}$. Поскольку $\varphi(x) = \varphi(1-x)$, $\tilde{\varphi}(x) = \tilde{\varphi}(1-x)$, мы находим

$$\varphi_{j,k}^{\text{cr}} = \sum_{l \in \mathbb{Z}} [\varphi_{-J, k+2^{J+1}l} + \varphi_{-J, 2^{J+1}l-k-1}].$$

Очевидно, $\varphi_{-J, k+2^{J+1}m}^{\text{cr}} = \varphi_{-J, k}^{\text{cr}}$ для $m \in \mathbb{Z}$, так что нам нужно лишь рассмотреть значения $k = 0, \dots, 2^{J+1} - 1$. Более того, $\varphi_{-J, 2^{J+1}-k-1}^{\text{cr}} = \varphi_{-J, k}^{\text{cr}}$. Это означает, что мы можем ограничиться лишь $k = 0, \dots, 2^J - 1$. Похожие рассуждения показывают, что нужно рассмотреть лишь $\psi_{-J, k}^{\text{cr}}$ для $k = 0, \dots, 2^J - 1$. Примечательно, что $\varphi_{-J, k}^{\text{cr}}$ и $\tilde{\varphi}_{-J, k'}^{\text{cr}}$, где $0 \leq k, k' \leq 2^J - 1$, все еще биортогональны на $[0, 1]$. Для доказательства этого используем (10.7.1):

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx \varphi_{-J, k}^{\text{cr}}(x) \overline{\tilde{\varphi}_{-J, k'}^{\text{cr}}(x)} &= \\ &= \sum_{l \in \mathbb{Z}} [\langle \varphi_{-J, k}, \tilde{\varphi}_{-J, k'+2^{J+1}l} \rangle + \langle \varphi_{-J, k}, \tilde{\varphi}_{-J, 2^{J+1}l-k'} \rangle] = \\ &= \sum_{l \in \mathbb{Z}} (\delta_{k, k'+2^{J+1}l} + \delta_{k, 2^{J+1}l-k'}) = \delta_{k, k'} \quad (10.7.4) \end{aligned}$$

(так как $0 \leq k, k' \leq 2^J - 1$).

Помимо прочего, эта биортогональность подразумевает, что все $\varphi_{-J,k}^{\text{cr}}$, $k = 0, \dots, 2^J - 1$, независимы и обеспечивают базис в $V_{-J}^{\text{cr}} = \{f^{\text{cr}}; f \in V_{-J}\}$. (То же верно для $\tilde{\varphi}_{-J,k}^{\text{cr}}$.) Еще мы можем определить пространства W_{-J}^{cr} , $\tilde{W}_{-J}^{\text{cr}}$ как $W_{-J}^{\text{cr}} = \{f^{\text{cr}}; f \in W_{-J}\}$. Очевидно, W_{-J}^{cr} натянуто на $\psi_{-J,k}^{\text{cr}}$, $k = 0, \dots, 2^J - 1$. Более того, вычислениями, аналогичными (10.7.4), показываем, что

$$\int_0^1 dx \psi_{-J,k}^{\text{cr}}(x) \overline{\tilde{\varphi}_{-J,k'}^{\text{cr}}(x)} = 0,$$

$$\int_0^1 dx \psi_{-J,k}^{\text{cr}}(x) \overline{\tilde{\psi}_{-J,k'}^{\text{cr}}(x)} = \delta_{k,k'},$$

доказывая, что $W_{-J}^{\text{cr}} \perp \tilde{V}_{-J}^{\text{cr}}$, а $\psi_{-J,k}^{\text{cr}}$, $0 \leq k \leq 2^J - 1$, — независимы. Отсюда следует, что «согнутые» структуры наследуют все свойства (вложение пространств, биортогональность, свойства базиса, ...) своих несогнутых оригиналов. Коэффициенты фильтра, соответствующие этим согнутым биортогональным базисам, получены подобным образом, сгибанием на краях, соответствующих $x = 0, 1$. Если ψ , $\tilde{\psi}$, φ , $\tilde{\varphi}$ имеют компактные носители, то будут задействованы лишь те коэффициенты фильтров, что находятся в окрестности краев. Примеры приведены Коэном, Добеши, Виалом в [42]. Поскольку анализ f на $[0, 1]$ с помощью таких согнутых биортогональных вейвлетов означает продолжение f на всю ось $\mathbb{R}$ с помощью отражений и анализ этого продолжения с использованием первоначальных биортогональных вейвлетов, мы не можем, однако, надеяться, что характеристика пространств Гёльдера на $[0, 1]$ с помощью этой техники будет превосходить показатель Гёльдера, равный 1. Это является прогрессом по сравнению с тем, что получается с помощью периодизованных вейвлетов, но оказывается менее эффективным, если сравнивать с ортонормированными базисами вейвлетов на $[0, 1]$. Детали можно найти у Коэна, Добеши, Виала в [42].

Примечания

1. Один из примеров состоит в следующем. Пусть Γ будет гексагональной решеткой, $\Gamma = \{n_1 e_1 + n_2 e_2; n_1, n_2 \in \mathbb{Z}\}$, где $e_1 = (1, 0)$, $e_2 = (1/2, \sqrt{3}/2)$. Γ определяет разбиение $\mathbb{R}^2$ на равносторонние треуголь-

ники. Определим V_0 как пространство непрерывных функций из $L^2(\mathbb{R})$, кусочно-аффинных на этих треугольниках. Ортонормированный базис для этого кратномасштабного анализа построен Джаффаром в [99]. Биортогональные базисы вейвлетов с компактными носителями при такой гексагональной симметрии построены Козном и Шленкером в [44].

2. Одномерные условия из § 5.1 могут быть облечены в матричную форму: в этом случае $\widehat{\psi}(\xi) = m_1(\xi/2) \widehat{\varphi}(\xi/2)$ и условия $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$, $|m_1(\xi)|^2 + |m_1(\xi + \pi)|^2 = 1$, $m_0(\xi) \overline{m_1(\xi)} + m_0(\xi + \pi) \overline{m_1(\xi + \pi)} = 0$ гарантируют ортонормированность $\{\varphi_{0,n}; n \in \mathbb{Z}\}$, $\{\psi_{0,n}; n \in \mathbb{Z}\}$ и ортогональность этих двух множеств векторов, соответственно. Но эти условия эквивалентны требованию унитарности матрицы $\begin{pmatrix} m_0(\xi) & m_1(\xi) \\ m_0(\xi + \pi) & m_1(\xi + \pi) \end{pmatrix}$.

3. Если вместо элементов $\{0, 1\}^n$ предпочтительнее индексировать элементы U с номерами $1, \dots, 2^n$, можно перенумеровать $s \in \{0, 1\}^n$, определяя $\sigma = 1 + \sum_{j=1}^n s_j 2^{j-1} \in \{1, \dots, 2^n\}$.

4. К настоящему времени я не знаю ни одной явной схемы, которая обеспечивает бесконечному семейству m_0 с параметром сжатия 3 регулярность, растущую пропорционально ширине носителя фильтра.

5. То же можно сделать для параметра сжатия 2, для которых матрицы сжатия будут еще проще. Основная идея заключается в том, что если $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$, то для любых $\gamma \in \mathbb{R}$, $n \in \mathbb{Z}$ функция $m_0^\#(\xi) = (1 + \gamma^2)^{-1/2} [m_0(\xi) + \gamma e^{-i(2n+1)\xi} \overline{m_0(\xi + \pi)}]$ будет удовлетворять и условию $|m_0^\#(\xi)|^2 + |m_0^\#(\xi + \pi)|^2 = 1$. Если $m_0(\xi) = \sum_{n=0}^{2N+1} \alpha_n e^{-in\xi}$, то удобно выбрать $n = N + 1$, что приводит к $m_0^\#(\xi) = \sum_{n=0}^{2N+3} \alpha_n^\# e^{-in\xi}$. Все это можно переписать в матричной форме

$$\begin{pmatrix} m_0^\#(\xi) \\ e^{-i(2N+3)\xi} \overline{m_0^\#(\xi + \pi)} \end{pmatrix} = (1 + \gamma^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 & \gamma e^{-2i\xi} \\ -\gamma & e^{-2i\xi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_0(\xi) \\ e^{-i(2N+1)\xi} \overline{m_0(\xi + \pi)} \end{pmatrix}.$$

Вся операция увеличивает степень m_0 вдвое. Более того, можно доказать (Вайданатан, Хоанг [175]), что любой тригонометрический поли-

ном m_0 , удовлетворяющий условию $|m_0(\xi)|^2 + |m_0(\xi + \pi)|^2 = 1$, может быть получен действием произведений таких γ -матриц на фильтры с двумя отводами. В нашей конструкции из § 6.4 он не сохраняет делимость m_0 на $(1 + e^{-i\xi})$: предположение делимости конечного m_0 на $(1 + e^{-i\xi})$ приводит к существенно нелинейным ограничениям на параметры γ_j . Преимущество же этого метода заключается в легкости использования фильтров (непосредственным образом используются γ_j) и в том, что ошибки округления γ_j не портят свойства точного восстановления.

В любом случае сходная матричная техника может быть использована для более чем двух каналов (Доганата, Вайданатан, Нгуен [69]) или с более практичными матричными множителями (Вайданатан и соавторы [176]). Эта техника матричной факторизации восходит к работе Белевича [21] по теории цепей.

6. Этот метод определения m_1, m_2 был показан мне Лоутоном и Гопинатом при личном общении (1990).

7. Однако такой одномерный фильтр не был бы полезен для практических целей!

8. Это отмечалось многими авторами. Наиболее старой ссылкой является, видимо, работа МакКлелана [173]. Можно также заменить одномерный $\cos \xi$ на $(\alpha \cos \xi + (1 - \alpha) \cos \zeta)/2$ для произвольного $\alpha \in \mathbb{R}$. Однако представляется, что преимущества отказа от симметричного выбора $\alpha = \frac{1}{2}$ не велики.

9. Можно аргументировать, что некоторые из многомерных схем, обсуждаемые в § 10.3, соответствуют нецелым сжатиям. Например, для размерности 2 матрицы $D_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$ и $D_2 = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ удовлетворяют $D^8 = 16 \text{Id}$, так что одно сжатие можно рассматривать как сжатие в $\sqrt{2}$ раз (в сочетании с вращением и/или отражением).

10. Если рассматривать и ортонормированные базисы вейвлетов, получаемые не из кратномасштабного анализа, то неизвестно, допустимы или нет иррациональные параметры сжатия.

11. Для больших l функции $\hat{\psi}_{l; \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_l}$ сосредоточены не так хорошо, как предполагает эта дискуссия (см. Койфман, Мейер, Викерхаузер [46]). Это заметно уже на рисунке 10.8, где $\hat{\psi}^1, \hat{\psi}^2$ имеют «боковые горбы».

12. В анализе изображение f часто продолжается за пределы границ изображения с помощью отражения. Это продолжение непрерывно,

но производная все еще имеет «скачок». Мы вернемся к этому в конце § 10.7.

13. Некоторые из этих утверждений являются весьма нетривиальными! Значительная часть книги Мейера [143] посвящена их доказательству. Более простые доказательства недавно были найдены Лемарье и Малгуйресом [127].

14. Имеем

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 dx f^{\text{cr}}(x) \overline{g^{\text{cr}}(x)} &= \sum_{l, l'} \int_0^1 dx [f(x+2l) \overline{g(x+2l')} + \\
 &+ f(x+2l) \overline{g(2l'-x)} + f(2l-x) \overline{g(x+2l')} + f(2l-x) \overline{g(2l'-x)}] = \\
 &= \sum_{l, m} \int_{2l}^{2l+1} dx f(x) \overline{g(x+2m)} + \sum_{l, n} \int_{2l}^{2l+1} dx f(x) \overline{g(2n-x)} + \\
 &+ \sum_{l, m'} \int_{2l-1}^{2l} dy f(y) \overline{g(2m'-y)} + \sum_{l, n'} \int_{2l-1}^{2l} dy f(y) \overline{g(y+2n')} = \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \sum_m \overline{g(x+2m)} + \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \sum_m \overline{g(2m-x)} = \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \overline{g^{\text{cr}}(x)}.
 \end{aligned}$$

Литература

- [1] Антонини, Барло, Мэтью. M. Antonini, M. Barlaud, and P. Mathieu (1991), *Image coding using lattice vector quantization of wavelet coefficients*, Proc. IEEE Internat. Conf. Acoust. Signal Speech Process., pp. 2273–2276.
- [2] Антонини, Барло, Мэтью, Добеши. M. Antonini, M. Barlaud, P. Mathieu, and I. Daubechies (1992), *Image coding using wavelet transforms*, IEEE Trans. Image Process., 1. pp. 205–220.
- [3] Аргул, Арнеодо, Элезгарай, Грассо, Муренци. F. Argoul, A. Arnéodo, J. Elezgaray, G. Grasseau, and R. Murenzi (1989), *Wavelet transform of two-dimensional fractal aggregates*, Phys. Lett. A, 135, pp. 327–336.
- [4] Аргул, Арнеодо, Грассо, Гань, Хопфингер, Фриш. F. Argoul, A. Arnéodo, G. Grasseau, Y. Gagne, E. J. Hopfinger, and U. Frisch (1989), *Wavelet analysis of turbulence reveals the multifractal nature of the Richardson cascade*, Nature, 338, pp. 51–53.
- [5] Арнеодо, Аргул, Элезгарай, Грассо. A. Arnéodo, F. Argoul, J. Elezgaray, and G. Grasseau (1988), *Wavelet transform analysis of fractals: Application to nonequilibrium phase transitions*, in Nonlinear Dynamics, G. Turchetti, ed., World Scientific, Singapore, p. 130.
- [6] Аслаксен, Клаудер. E. W. Aslaksen and J. R. Klauder (1968), *Unitary representations of the affine group*, J. Math. Phys., 9, pp. 206–211; see also *Continuous representation theory using the affine group*, J. Math. Phys., 10 (1969), pp. 2267–2275.
- [7] Ошер. P. Auscher (1989), *Ondelettes fractales et applications*, Ph. D. Thesis, Université Paris, Dauphine, Paris, France.
- [8] — (1990), *Symmetry properties for Wilson bases and new examples with compact support*, preprint, Université de Rennes, France, in Wavelets: Mathematics and Applications, J. Benedetto and M. Frazier, eds., CRC Press, to appear.

- [9] — (1992), *Wavelet bases for $L^2(\mathbb{R})$, with rational dilation factor*, in Ruskai et al. (1992), pp. 439–452.
- [10] Ошер, Вайс, Викерхаузер. P. Auscher, G. Weiss, and M. V. Wickerhauser (1992), *Local sine and cosine bases of Coifman and Meyer and the construction of smooth wavelets*, in Chui (1992b).
- [11] Бакри, Гроссман, Зак. H. Bacry, A. Grossmann, and J. Zak (1975), *Proof of the completeness of lattice states in the kq -representation*, Phys. Rev., B12, pp. 1118–1120.
- [12] Бальян. R. Balian (1981), *Un principe d'incertitude fort en théorie du signal ou en mécanique quantique*, C. R. Acad. Sci. Paris, 292, Série 2.
- [13] Баргман. V. Bargmann (1961), *On a Hilbert space of analytic functions and an associated integral transform*, I, Comm. Pure Appl. Math, 14, pp. 187–214.
- [14] Баргман, Бутера, Жиранделло, Клаудер. V. Bargmann, P. Butera, L. Girardello, and J. R. Klauder (1971), *On the completeness of coherent states*, Rep. Math. Phys., 2, pp. 221–228.
- [15] Бастианс. M. J. Bastiaans (1980), *Gabor's signal expansion and degrees of freedom of a signal*, Proc. IEEE, 68, pp. 538–539.
- [16] — (1981), *A sampling theorem for the complex spectrogram and Gabor's expansion of a signal in Gaussian elementary signals*, Optical Engrg., 20, pp. 594–598.
- [17] Батл. G. Battle (1987), *A block spin construction of ondelettes. Part I: Lemarié functions*, Comm. Math. Phys., 110, pp. 601–615.
- [18] — (1988), *Heisenberg proof of the Balian–Low theorem*, Lett. Math. Phys., 15, pp. 175–177.
- [19] — (1989), *Phase space localization theorem for ondelettes*, J. Math. Phys., 30, pp. 2195–2196.
- [20] — (1992), *Wavelets, a renormalization group point of view*, in Ruskai et al. (1992), pp. 323–350.
- [21] Белевич. V. Belevitch (1968), *Classical Network Synthesis*, Holden Day, San Francisco.
- [22] Бергер. M. A. Berger (1992), *Random affine iterated function systems: Curve generation and wavelets*, SIAM Review, 34, pp. 361–385.

- [23] Бертран Дж., Бертран П. J. Bertrand and P. Bertrand (1989), *Time-frequency representations of broad-band signals*, pp. 164–171 in Combes, Grossmann, and Tchamitchian (1989).
- [24] Бейлкин, Койфман, Рохлин. G. Beylkin, R. Coifman, and V. Rokhlin (1991), *Fast wavelet transforms and numerical algorithms*, Comm. Pure Appl. Math., 44, pp. 141–183.
- [25] Боашаш. В. Boashash (1990), *Time-frequency signal analysis*, in Advances in Spectrum Analysis and Array Processing, S. Haykin, ed., Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, pp. 418–517.
- [26] Бургейн. J. Bourgain (1988), *A remark on the uncertainty principle for Hilbertian basis*, J. Funct. Anal., 79, pp. 136–143.
- [27] Барт, Аделсон. P. Burt and E. Adelson (1983), *The Laplacian pyramid as a compact image code*, IEEE Trans. Comm., 31, pp. 482–540.
- [28] Кальдерон. А. Р. Calderón (1964), *Intermediate spaces and interpolation, the complex method*, Stud. Math., 24, pp. 113–190.
- [29] Каваретта, Дамен, Мичелли. A. S. Cavaretta, W. Dahmen, and C. Micchelli (1991), *Stationary subdivision*, Mem. Amer. Math. Soc., 93, pp. 1–186.
- [30] Чуи. С. К. Chui (1992), *On cardinal spline wavelets*, in Ruskai et al. (1992), pp. 419–438.
- [31] — (1992b), *An Introduction to Wavelets*, Academic Press, New York.
- [32] — (1992c), (ed.), *Wavelets: A Tutorial in Theory and Applications*, Academic Press, New York.
- [33] Чуи, Ши. С. К. Chui and X. Shi (1993), *Inequalities of Littlewood–Paley type for frames and wavelets*, SIAM J. Math. Anal., 24, pp. 263–277.
- [34] Чуи, Ванг. С. К. Chui and J. Z. Wang (1991), *A cardinal spline approach to wavelets*, Proc. Amer. Math. Soc., 113, pp. 785–793, and *On compactly supported spline wavelets and a duality principle*, Trans. Amer. Math. Soc., to appear.
- [35] Коэн. А. Cohen (1990), *Ondelettes, analyses multirésolutions et filtres miroir en quadrature*, Ann. Inst. H. Poincaré, Anal. non linéaire, 7, pp. 439–159.

- [36] — (1990b), *Ondelettes, analyses multirésolutions et traitement numérique du signal*, Ph.D. Thesis, Université Paris, Dauphine.
- [37] Коэн, Конзе. A. Cohen and J.P. Conze (1992), *Régularité des bases d'ondelettes et mesures ergodiques*, Rev. Math. Iberoamer., 8, pp. 351–366.
- [38] Коэн, Добеши. A. Cohen and I. Daubechies (1992), *A stability criterion for biorthogonal wavelet bases and their related subband coding schemes*, Duke Math. J., 68, pp. 313–335.
- [39] — (1993a), *Orthonormal bases of compactly supported wavelets III: Better frequency localization*, SIAM J. Math. Anal., 24, pp. 520–527.
- [40] — (1993b), *Non-separable bidimensional wavelet bases*, Rev. Math. Iberoamer., 9, pp. 51–137.
- [41] Коэн, Добеши, Фово. A. Cohen, I. Daubechies, and J. C. Feauveau (1992), *Biorthogonal bases of compactly supported wavelets*, Comm. Pure Appl. Math., 45, pp. 485–500.
- [42] Коэн, Добеши, Виал. A. Cohen, I. Daubechies, and P. Vial (1993), *Wavelets and fast wavelet transform on the interval*, Applied and Computational Harmonic Analysis, to appear.
- [43] Коэн, Джонстон. A. Cohen and J. Johnston (1992), *Joint optimization of wavelet and impulse response constraints for biorthogonal filter pairs with exact reconstruction*, AT&T Bell Laboratories, unpublished.
- [44] Коэн, Шленкер. A. Cohen and J.M. Schlenker (1993), *Compactly supported wavelets with hexagonal symmetry*, Constr. Approx., 9, pp. 209–236.
- [45] Койфман, Мейер. R. R. Coifman and Y. Meyer (1991), *Remarques sur l'analyse de Fourier à fenêtre*, C. R. Acad. Sci. Paris I, 312, pp. 259–261.
- [46] Койфман, Мейер, Викирхаузер. R. Coifman, Y. Meyer, and M. V. Wickerhauser (1992), *Wavelet analysis and signal processing*, in Ruskai et al. (1992), pp. 153–178; and *Size properties of wavelet packets*, in Ruskai et al. (1992), pp. 453–470.
- [47] Койфман, Рохберг. R. R. Coifman and R. Rochberg (1980), *Representation theorems for holomorphic and harmonic functions in L^p* , Astérisque, 77, pp. 11–66.

- [48] Койфман, Викерхаузер. R. Coifman and M. V. Wickerhauser (1992), *Entropy-based algorithms for best basis selection*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 713–718.
- [49] Комбе, Гроссман, Чамичан. J. M. Combes, A. Grossmann, and Ph. Tchamitchian (1989), eds., *Wavelets-Time-Frequency Methods and Phase Space*, Proceedings of the Int. Conf., Marseille, Dec. 1987, Springer-Verlag, Berlin.
- [50] Конзе. J. P. Conze (1991), *Sur le calcul de la norme de Sobolev des fonctions d'échelles*, preprint, Dept. of Math., Université de Rennes, France.
- [51] Конзе, Ружи. J. P. Conze and A. Raugi (1990), *Fonction harmonique pour un opérateur de transition et application*, Bull. Soc. Math. France, 118, pp. 273–310.
- [52] Добеши. I. Daubechies (1988), *Time-frequency localization operators: a geometric phase space approach*, IEEE Trans. Inform. Theory, 34, pp. 605–612.
- [53] — (1988b), *Orthonormal bases of compactly supported wavelets*, Comm. Pure Appl. Math., 41, pp. 909–996.
- [54] — (1990), *The wavelet transform, time-frequency localization and signal analysis*, IEEE Trans. Inform. Theory, 36, pp. 961–1005.
- [55] — (1993), *Orthonormal bases of compactly supported wavelets II. Variations on a theme*, SIAM J. Math. Anal., 24, pp. 499–519.
- [56] Добеши, Гроссман. I. Daubechies and A. Grossmann (1988), *Frames of entire functions in the Bargmann space*, Comm. Pure Appl. Math., 41, pp. 151–164.
- [57] Добеши, Янссен. I. Daubechies and A. J. E. M. Janssen (1993), *Two theorems on lattice expansions*, IEEE Trans. Inform. Theory, 39, pp. 3–6.
- [58] Добеши, Клаудер. I. Daubechies and J. Klauder (1985), *Quantum mechanical path integrals with Wiener measures for alt polynomial Hamiltonians II*, J. Math. Phys., 26, pp. 2239–2256.
- [59] Добеши, Лагарис. I. Daubechies and J. Lagarias (1991), *Two-scale difference equations I. Existence and global regularity of solutions*, SIAM J. Math. Anal., 22, pp. 1388–1410.

- [60] — (1992), *Two-scale difference equations II. Local regularity, infinite products of matrices and fractals*, SIAM J. Math. Anal., 23, pp. 1031–1079.
- [61] Добеши, Пол. I. Daubechies and T. Paul (1987), *Wavelets — some applications*, in Proceedings of the International Conference on Mathematical Physics, M. Mebkkout and R. Sénéor, eds., World Scientific, Singapore, pp. 675–686.
- [62] — (1988), *Time–frequency localization operators: A geometric phase space approach II. The use of dilations and translations*, Inverse Prob., 4, pp. 661–680.
- [63] Добеши, Гроссман, Мейер. I. Daubechies, A. Grossmann, and Y. Meyer (1986), *Painless nonorthogonal expansions*, J. Math. Phys., 27, pp. 1271–1283.
- [64] Добеши, Джаффар, Журне. I. Daubechies, S. Jaffard, and J. L. Journé (1991), *A simple Wilson orthonormal basis with exponential decay*, SIAM J. Math. Anal., 22, pp. 554–572.
- [65] Добеши, Клаудер, Пол. I. Daubechies, J. Klauder, and T. Paul (1987), *Wiener measures for path integrals with affine kinematic variables*, J. Math. Phys., 28, pp. 85–102.
- [66] Дельпра, Эскюди, Гиллемайн, Кронланд–Мартин, Чамичан. N. Delprat, B. Escudié, P. Guillemain, R. Kronland–Martinet, Ph. Tchamitchian, and B. Torrèsani (1992), *Asymptotic wavelet and Gabor analysis: extraction of instantaneous frequencies*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 644–664.
- [67] Делорье, Дюбук. G. Deslauriers and S. Dubuc (1987), *Interpolation dyadique*, in *Fractals, dimensions non entières et applications*, G. Cherbit, ed., Masson, Paris, pp. 44–55.
- [68] — (1989), *Symmetric iterative interpolation*, Constr. Approx., 5, pp. 49–68.
- [69] Доганата, Вайданатан, Нгуен. Z. Doğanata, P. P. Vaidyanathan, and T. Q. Nguyen (1988), *General synthesis procedures for FIR lossless transfer matrices, for perfect reconstruction multirate filter bank applications*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 36, pp. 1561–1574.

- [70] Дюбук. S. Dubuc (1986), *Interpolation through an iterative scheme*, J. Math. Anal Appl 114, pp. 185–204.
- [71] Даффин, Шаффер. R. J. Duffin and A. C. Schaeffer (1952), *A class of nonharmonic Fourier series*, Trans Amer. Math. Soc., 72, pp. 341–366.
- [72] Дютилле. P. Dutilleux (1989), *An implementation of the «algorithme à trous» to compute the wavelet transform*, pp. 298–304 in Combes, Grossmann, and Tchamitchian (1989).
- [73] Дин, Левин. N. Dyn and D. Levin (1990), *Interpolating subdivision schemes for the generation of curves and surfaces*, in Multivariate Interpolation and Approximation, W. Haussman and K. Jeller, eds., Birkhauser, Basel, pp. 91–106.
- [74] Дин, Грегори, Левин. N. Dyn, A. Gregory, and D. Levin (1987), *A 4-point interpolatory subdivision scheme for curve design*, Comput. Aided Geom. Des., 4, pp. 257–268.
- [75] Эйрولا. T. Eirola (1992), *Sobolev characterization of solutions of dilation equations*, SIAM J. Math. Anal., 23, pp. 1015–1030.
- [76] Эстебан, Геланд. D. Esteban and C. Galand (1977), *Application of quadrature mirror filters to split-band voice coding schemes*, Proc. IEEE Int. Conf. Acoust. Signal Speech Process., Hartford, Connecticut, pp. 191–195.
- [77] Евангелиста. G. Evangelista (1992), *Wavelet transforms and wave digital filters*, pp. 396–407 in Meyer (1992b).
- [78] Фово. J. C. Feauveau (1990), *Analyse multirésolution par ondelettes non orthogonales et bases de filtres numériques*, Ph. D. Thesis, Université de Paris Sud, Paris, France.
- [79] Фефферман, де ла Лаве. C. Fefferman and R. de la Llave (1986), *Relativistic stability of matter*, Rev. Math. Iberoamer., 2, pp. 119–213.
- [80] Фикс, Стренг. G. Fix and G. Strang (1969), *Fourier analysis of the finite element method in Ritz–Galerkin theory*, Stud. Appl. Math., 48, pp. 265–273.
- [81] Фландрин. P. Flandrin (1989), *Some aspects of non-stationary signal processing with emphasis on time-frequency and time-scale methods*, in Wavelets, J. M. Combes, A. Grossmann, and Ph. Tchamitchian, eds., Springer-Verlag, Berlin, pp. 68–98.

- [82] Фразьер, Яверт. M. Frazier and B. Jawerth (1988), *The φ -transform and applications to distribution spaces*, in Function Spaces and Application, M. Cwikel et al., eds., Lecture Notes in Mathematics 1302, Springer-Verlag, Berlin, pp. 233–246; see also *A discrete transform and decompositions of distribution spaces*, J. Funct. Anal., 93 (1990), pp. 34–170.
- [83] Фразьер, Яверт, Вайс. M. Frazier, B. Jawerth, and G. Weiss (1991), *Littlewood–Paley theory and the study of function spaces*, CBMS — Conference Lecture Notes 79, American Mathematical Society, Providence, RI.
- [84] Габор. D. Gabor (1946), *Theory of communication*, J. Inst. Electr. Engrg., London, 93 (III), pp. 429–457.
- [85] Гори, Гуаттари. F. Gori and G. Guattari (1985), *Signal restoration for linear systems with weighted inputs. Singular value analysis for two cases of low-pass filtering*, Inverse Probl, 1, pp. 67–85.
- [86] Грошениг. G. K. Gröchenig (1991), *Describing functions: atomic decompositions versus frames*, Monatsh. Math., 112, pp. 1–42.
- [87] Грошениг. K. Gröchenig (1987), *Analyse multi-échelle et bases d'ondelettes*, Comptes Rendus Acad. Sci. Paris, 305, Série I, pp. 13–17.
- [88] Грошениг, Мадич. K. Gröchenig and W. R. Madych (1992), *Multiresolution analysis, Haar bases and self-similar tilings $\mathbb{R}^n$* , IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 556–568.
- [89] Гроссман, Морле. A. Grossmann and J. Morlet (1984), *Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape*, SIAM J. Math. Anal., 15, pp. 723–736.
- [90] Гроссман, Морле, Пол. A. Grossmann, J. Morlet, and T. Paul (1985), *Transforms associated to square integrable group representations, I. General results*, J. Math. Phys., 27, pp. 2473–2479.
- [91] — (1986), *Transforms associated to square integrable group representations, II. Examples*, Ann. Inst. H. Poincaré, 45, pp. 293–309.
- [92] Гроссман, Холшнаyder, Кронланд–Мартин, Морле. A. Grossmann, M. Holschneider, R. Kronland–Martinet, and J. Morlet (1987), *Detection of abrupt changes in sound signals with the help of wavelet transforms*, in Inverse Problems: An Interdisciplinary Study;

Advances in Electronics and Electron Physics, Supplement 19, Academic Press, New York, pp. 298–306.

- [93] Гроссман, Кронланд–Мартин. A. Grossmann, R. Kronland–Martinet, and J. Morlet (1989), *Reading and understanding continuous wavelet transforms*, in Wavelets, J. M. Combes, A. Grossmann, and Ph. Tchamitchian, eds., Springer-Verlag, Berlin, pp. 2–20.
- [94] Хаар. А. Haar (1910), *Zur Theorie der orthogonalen Funktionen-Systeme*, Math. Ann., 69, pp. 331–371.
- [95] Хейл, Волнат. C. Heil and D. Walnut (1989), *Continuous and discrete wavelet transforms*, SIAM Rev., 31, pp. 628–666.
- [96] Херман. О. Herrmann (1971), *On the approximation problem in nonrecursive digital filter design*, IEEE Trans. Circuit Theory, CT-18, pp. 411–413.
- [97] Холшнайдер, Чамичан. M. Holschneider and Ph. Tchamitchian (1990), *Régularité locale de la fonction «non-différentiable» de Riemann*, pp. 102–124 in Lemarié (1990).
- [98] Холшнайдер, Кронланд–Мартин, Морле, Чамичан. M. Holschneider, R. Kronland–Martinet, J. Morlet, and Ph. Tchamitchian (1989), *A real-time algorithm for signal analysis with the help of the wavelet transform*, pp. 286–297 in Combes, Grossmann, and Tchamitchian (1989).
- [99] Джаффар. S. Jaffard (1989), *Construction et propriétés des bases d'ondelettes. Remarques sur la contrôlabilité exacte*, Ph. D. Thesis, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France.
- [100] — (1989b), *Exposants de Hölder en des points donnés et coefficients d'ondelettes*, C. R. Acad. Sci. Paris, 308, Série 1, pp. 79–81.
- [101] Джеймс. I. M. James (1991), *Organizing a conference*, Math. Intelligencer, 13, pp. 49–51.
- [102] Янсе, Кайзер. C. P. Janse and A. Kaiser (1983), *Time-frequency distributions of loud-speakers: the application of the Wigner distribution*, J. Audio Engrg. Soc., 37, pp. 198–223.
- [103] Янссен. A. J. E. M. Janssen (1981), *Gabor representation of generalized functions*, J. Math. Appl., 80, pp. 377–394.
- [104] — (1984), *Gabor representation and Wigner distribution of signals*, Proc. IEEE, pp. 41.B.2.1–41.B.2.4.

- [105] — (1988), *The Zak transform: a signal transform for sampled time-continuous signals*, Phillips J. Res., 43, pp. 23–69.
- [106] — (1992), *The Smith–Barnwell condition and non-negative scaling functions*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 884–885.
- [107] Йенсен, Хохолд, Юстенсен. H. E. Jensen, T. Hoholdt, and J. Justensen (1988), *Double series representation of bounded signals*, IEEE Trans. Inform. Theory, 34, pp. 613–624.
- [108] Кац. М. Кас (1959), *Statistical independence in probability, analysis and number theory*, no. 12 in the Carus mathematical monographs, Mathematical Association of America.
- [109] Кайзер. G. Kaiser (1990), *Quantum Physics, Relativity and Complex Spacetime: Towards a New Synthesis*, North-Holland, Amsterdam.
- [110] Клаудер. J. R. Klauder (1966), *Improved version of the optical equivalence theorem*, Phys. Rev. Lett., 16, pp. 534–536; this topic is also discussed in Chapter 8 of J. R. Klauder and E. C. G. Sudarshan (1968).
- [111] Клаудер, Скагерстам. J. R. Klauder and B.-S. Skägerstam (1985), *Coherent States*, World Scientific, Singapore.
- [112] Клаудер, Сударшан. J. R. Klauder and E. C. G. Sudarshan (1968), *Fundamentals of Quantum Optics*, W. A. Benjamin, New York.
- [113] Ковачевич, Веттерли. J. Kovačević and M. Vetterli (1993), *Perfect reconstruction filter banks with rational sampling rates*, IEEE Trans. Signal Process., 41, pp. 2047–2066.
- [114] — (1992), *Nonseparable multidimensional perfect reconstruction filter banks and wavelet bases for $\mathbb{R}^n$* , IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 533–555.
- [115] Кронланд–Мартин, Морле, Гроссман. R. Kronland–Martinet, J. Morlet, and A. Grossmann (1987), *Analysis of sound patterns through wavelet transforms*, Internat. J. Pattern Recognition and Artificial Intelligence. 1, pp. 273–301.
- [116] Лаенг. E. Laeng (1990), *Nouvelles bases orthonormées de L^2* , C. R. Acad. Sci. Paris, 311, Série I, pp. 677–680.
- [117] Ландау. H. Landau (1967), *Necessary density conditions for sampling and interpolation of certain entire functions*, Acta Math., 117, pp. 37–52.

- [118] — (1993), *On the density of phase space functions*, IEEE Trans. Inform. Theory, 39, pp. 1152–1156.
- [119] Ландау, Поллак. H.J.Landau and H.O.Pollak (1961), *Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty*, II, Bell Systems Tech. J., 40, pp. 65–84.
- [120] — (1962), *Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty*, III, Bell Systems Tech. J., 41, pp. 1295–1336.
- [121] Лоутон. W.Lawton (1990), *Tight frames of compactly supported wavelets*, J. Math. Phys., 31, pp. 1898–1901.
- [122] — (1991), *Necessary and sufficient conditions for constructing orthonormal wavelet bases*, J. Math. Phys., 32, pp. 57–61.
- [123] Лоутон. W.M.Lawton and H.L.Resnikoff (1991), *Multidimensional wavelet bases*, submitted to SIAM J. Math. Anal.
- [124] Лемарье. P.G.Lemarié (1988), *Une nouvelle base d'ondelettes de $L^2(\mathbb{R}^n)$* , J. de Math. Pures et Appl., 67, pp. 227–236.
- [125] — (1990), ed., *Les ondelettes en 1989*, Lecture Notes in Mathematics no. 1438, Springer-Verlag, Berlin.
- [126] — (1991), *La propriété de support minimal dans les analyses multirésolution*, Comptes Rendus de l'Acad. Sci. Paris, 312, pp. 773–776.
- [127] Лемарье, Малгуйрес. P.G.Lemarié and G.Malgouyres (1992), in Meyer (1992b).
- [128] — (1991), *Support des fonctions de base dans une analyse multirésolution*, Comptes Rendus de l'Acad. Sci. Paris I, 313, pp. 377–380.
- [129] Либ. E.Lieb (1981), *Thomas–Fermi theory and related theories of atoms and molecules*, Rev. Mod. Phys., 53, pp. 603–641.
- [130] Лой. F.Low (1985), *Complete sets of wave packets*, in A Passion for Physics — Essays in Honor of Geoffrey Chew, World Scientific, Singapore, pp. 17–22.
- [131] Любарски. Yu.Lybarskii (1992), *Frames in the Bargmann space of entire functions*, in Entire and subharmonic functions, Vol. 11 of the series Advances in Soviet Mathematics, B.Ya.Levin, ed., Springer-Verlag, Berlin, pp. 167–180.
- [132] Малла. S.Mallat (1989), *Multiresolution approximation and wavelets*, Trans. Amer. Math. Soc., 315, pp. 69–88.

- [133] — (1989b), *A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation*, IEEE Trans. PAMI, 11, pp. 674–693.
- [134] — (1989c), *Multifrequency channel decompositions of images and wavelet models*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 37, pp. 2091–2110.
- [135] — (1991), *Zero-crossings of a wavelet transform*, IEEE Trans. Inform. Theory, 37, pp. 1019–1033.
- [136] Малла, Жонг. S. Mallat and S. Zhong (1992), *Characterization of signals from multiscale edges*, Computer Science Tech. Report, New York University, IEEE Trans. PAMI, to appear.
- [137] Малла, Хванг. S. Mallat and W. L. Hwang (1992), *Singularity detection and processing with wavelets*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 617–643.
- [138] Малвар. H. Malvar (1990), *Lapped transforms for efficient transform/subband coding*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 38, pp. 969–978.
- [139] МакКлелан. J. McClellan (1973), *The design of two-dimensional filters by transformations*, in Seventh Annual Princeton Conference on ISS, Princeton University Press, Princeton, NJ, pp. 247–251.
- [140] Мейер. Y. Meyer (1985), *Principe d'incertitude, bases hilbertiennes et algèbres d'opérateurs*, Séminaire Bourbaki, 1985–1986, no. 662.
- [141] — (1986), *Ondelettes, fonctions splines et analyses graduées*, Lectures given at the University of Torino, Italy.
- [142] — (1990), *Ondelettes et opérateurs*, I: *Ondelettes*, II: *Opérateurs de Calderón–Zygmund*, III: *Opérateurs multilinéaires*, Hermann, Paris. An English translation will be published by the Cambridge University Press in 1992.
- [143] — (1992), *Ondelettes sur l'intervalle*, Rev. Math. Iberoamer., 7, pp. 115–133.
- [144] — (1992b) (ed.), *Wavelets and applications*, Proceedings of the International Conference on Wavelets, May 1989, Marseille, France; Masson, Paris.
- [145] Мичелли. C. A. Micchelli (1991), *Using the refinement equation for the construction of pre-wavelets*, Numer. Algorithms, 1, pp. 75–116.

- [146] Мичелли, Праутч. С. А. Micchelli and H. Prautzsch (1989), *Uniform refinement of curves*, Linear Algebra Appl., 114/115, pp. 841–870.
- [147] Минтцер. F. Mintzer (1985), *Filters for distortion-free two-band multirate filter banks*, IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process., 33, pp. 626–630.
- [148] Морле. J. Morlet (1983), *Sampling theory and wave propagation*, in NATO ASI Series, Vol. 1, Issues in Acoustic signal/Image processing and recognition, C. H. Chen, ed., Springer-Verlag, Berlin, pp. 233–261
- [149] Морле, Аренс, Форже, Жиар. J. Morlet, G. Arens, I. Fourgeau, and D. Giard (1982), *Wave propagation and sampling theory*, Geophysics, 47, pp. 203–236.
- [150] Мюнх. J. Munch (1992), *Noise reduction in tight Weyl–Heisenberg frames*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 608–616.
- [151] Муренци. R. Murenzi (1989), *Wavelet transforms associated to the n -dimensional Euclidean group with dilations: signals in more than one dimension*, in Wavelets, J. M. Combes, A. Grossmann, and Ph. Tchamitchian, eds., Springer-Verlag, Berlin, pp. 239–246; see also *Ondelettes multidimensionnelles et application à l'analyse d'images*, Ph. D. Thesis (1990), Université Catholique de Louvain, Belgium.
- [152] Пол. Т. Paul (1985), *Ondelettes et mécanique quantique*, Ph. D. Thesis, Université de Marseille, France; see also Paul and Seip (1992).
- [153] Пол, Сейп. Т. Paul and K. Seip (1992), *Wavelets and quantum mechanics*, in Ruskai et al. (1992), pp. 303–322.
- [154] Переломов. А. М. Perelomov (1971), *On the completeness of a system of coherent states*, Теор. Mat. Fiz., 6, pp. 213–224.
- [155] Поля, Сегё. G. Polya and G. Szegő (1971), *Aufgaben und Lehrsätze aus der Analysis*, Vol. II, Springer-Verlag, Berlin.
- [156] Пора, Зееви. М. Porat and Y. Y. Zeevi (1988), *The generalized Gabor scheme of image representation in biological and machine vision*, IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell., 10, pp. 452–468.
- [157] Риффел. М. Rieffel (1981), *Von Neumann algebras associated with pairs of lattices in Lie groups*, Math. Ann., 257, pp. 403–413.
- [158] Риул. О. Rioul (1992), *Simple regularity criteria for subdivision schemes*, SIAM J. Math. Anal., 23, pp. 1544–1576.

- [159] Рускай, Бейлкин, Койфман, Добеши, Малла, Мейер, Рафаэл. M. B. Ruslai, G. Beylkin, R. Coifman, I. Daubechies, S. Mallat, Y. Meyer, and L. Raphael (1992), eds., *Wavelets and their Applications*, Jones and Bartlett, Boston.
- [160] Сейп. K. Seip (1991), *Reproducing formulas and double orthogonality in Bargmann and Bergman spaces*, SIAM J. Math. Anal., 22, pp. 856–876.
- [161] Сейп, Волстен. K. Seip and R. Wallstén (1990), *Sampling and interpolation in the Bargmann–Fock space*, preprint, Mittag–Leffler Institute.
- [162] Шенса. M. J. Shensa (1991), *The discrete wavelet transform: wedding the «à trous» and Mallat’s algorithms*, preprint, Naval Ocean Systems Center, San Diego, IEEE Trans. Signal Process., to appear.
- [163] Слепьян. D. Slepian (1976), *On bandwidth*, Proc. LHEE, 84, pp. 292–300.
- [164] — (1983), *Some comments on Fourier analysis, uncertainty and modeling*, SIAM Rev., 25, pp. 379–393.
- [165] Слепьян, Поллак. D. Slepian and H. O. POLLAK (1961), *Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty*, I, Bell Systems Tech. J., 40, pp. 43–64.
- [166] Смит, Барнвел. M. J. T. Smith and T. P. Barnwell III (1986), *Exact reconstruction techniques for tree-structured subband coders*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 34, pp. 434–441; the basic results were already presented at the IEEE Internal. Conf. Acoust. Signal Speech Process., March 1984, San Diego.
- [167] Стейн. E. Stein (1970), *Singular integrals and differentiability properties of functions*, Princeton University Press.
- [168] Стейн, Вайс. E. Stein and G. Weiss (1971), *Introduction to Fourier Analysis on Euclidean Spaces*, Princeton University Press, Princeton.
- [169] Стромберг. J. O. Stromberg (1982), *A modified Franklin system and higher order spline systems on $\mathbb{R}^n$ as unconditional bases for Hardy spaces*, Conf. in honor of A. Zygmund, Vol. II, W. Beckner et al., ed., Wads-worth math. series, pp. 475–493,
- [170] Салливан, Пер, Вилкинс, Вилсон. D. J. Sullivan, J. J. Rehr, J. W. Wilkins, and K. G. Wilson (1987), *Phase space wannier*

functions in electronic structure calculations, preprint, Cornell University.

- [171] Чамичан. Ph.Tchamitchian (1987), *Biorthogonalité et théorie des opérateurs*, Rev. Math. Iberoamer., 3, pp. 163–189.
- [172] Торрезани. B.Torrésani (1991), *Wavelet analysis of asymptotic signals: Ridge and skeleton of the transform*, in Meyer (1992b); see also Tchamitchian and Torresani's paper in Ruskai et al. (1992), pp. 123–152.
- [173] Вайданатан. P.P.Vaidyanathan (1987), *Theory and design of M-channel maximally decimated quadrature mirror filters with arbitrary M, having the perfect reconstruction property*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 35, pp. 476–492.
- [174] — (1992), *Multirate Systems and Filter Banks*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
- [175] Вайданатан, Хоанг. P.P.Vaidyanathan and P.-Q.Hoang (1988), *Lattice structures for optimal design and robust implementation of two-channel perfect-reconstruction QMF banks*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 36, pp. 81–94.
- [176] Вайданатан, Нгуен, Доганата, Сарамаци. P.P.Vaidyanathan, T.Q.Nguyen, Z.Doğanata, and T.Saramaki (1989), *Improved technique for design of perfect reconstruction FIR QMF banks with lossless polyphase matrices*, IEEE Trans. Acoust. Signal Speech Process., 37, pp. 1042–1056.
- [177] Веттерли. M.Vetterli (1984), *Multidimensional subband coding: some theory and algorithms*, Signal Process., 6, pp. 97–112.
- [178] — (1986), *Filter banks allowing perfect reconstruction*, Signal Process., 10, pp. 219–244; these results were already presented as Splitting a signal into subsampled channels allowing perfect reconstruction, IASTED Conf. on Applied Signal Processing and Digital Filters, June 1985, Paris.
- [179] Веттерли, Херли. M.Vetterli and C.Herley (1992), *Wavelets and filter banks: Theory and design*, IEEE Trans. Signal Process., 40, pp. 2207–2232.

- [180] Веттерли, Ковачевич, ЛеГаль. M. Vetterli, J. Kovačević, and D. LeGall (1990), *Perfect reconstruction filter banks for HDTV representation and coding*, Image Comm., 2, pp. 349–364.
- [181] Виал. P. Vial (1992), *Construction de bases orthonormales de $\mathbb{R}^n$* , preprint, Centre de Physique Théorique, CNRS, Luminy-Marseille, France.
- [182] Вильемос. L. F. Villemoes (1992), *Energy moments in time and frequency for two-scale difference equation solutions and wavelets*, SIAM J. Math. Anal., 23, pp. 1519–1543.
- [183] Волкнер. H. Volkner (1992), *On the regularity of wavelets*, IEEE Trans. Inform. Theory, 38, pp. 872–876.
- [184] Викирхаузер. M. V. Wickerhauser (1990), *Picture compression by best-basis sub-band coding*, preprint, Yale University.
- [185] — (1992), *Acoustic signal processing with wavelet packets*, in Chui (1992c), pp. 679–700.
- [186] Вилсон. K. G. Wilson (1987), *Generalized Wannier Functions*, preprint, Cornell University.
- [187] Виткин. A. Witkin (1983), *Scale space filtering*, in Proc. Internat. Joint Conf. Artificial Intelligence.
- [188] Юнг. R. M. Young (1980), *An Introduction to Nonharmonic Fourier Series*, Academic Press, New York.
- [189] Зигмунд. A. Zygmund (1968), *Trigonometric Series*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- [190] Шумейкер. L. Schumaker (1981), *Spline functions: basic theory*, Wiley-Interscience, New York.
- [191] Рид, Саймон. M. Reed and B. Simon (1972), *Methods of modern mathematical physics*, Academic Press, New York — London. Русское издание: М. Рид, Б. Саймон (1977), *Методы современной математической физики*, Мир, Москва.

Русскоязычная литература

- [192] И. Антониу, К. Густафсон. *Всплески Хаара и дифференциальные уравнения.* // Дифф. уравн. 1998. Т. 34. № 6. С. 832–834.

- [193] Н. М. Астафьева. *Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения* // Успехи физических наук. 1998. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
- [194] — . *Вейвлет-преобразования. Основные свойства и примеры применения*. М.: ИКИ РАН. 1994. № 1891. 56 с.
- [195] В. И. Бердышев, Л. В. Петрак. *Аппроксимация функций. Сжатие численной информации. Приложения*. Екатеринбург, 1999. Глава I, раздел 12. Всплески. С.127–150.
- [196] М. З. Берколайко, И. Я. Новиков. *Базисы всплесков в пространствах дифференцируемых функций анизотропной гладкости* // Докл. РАН. 1992. Т. 323. С. 615–618.
- [197] — *Базисы всплесков и линейные операторы в анизотропных пространствах Лизоркина–Трибеля* // Доклады РАН. 1995. Т. 340. № 5. С. 583–586.
- [198] — *Базисы всплесков и линейные операторы в анизотропных пространствах Лизоркина–Трибеля* // Труды МИРАН. 1995. Т. 210. С. 5–30.
- [199] — *Безусловные базисы в пространствах функций анизотропной гладкости* // Труды МИРАН. 1993. Т. 204. С.35–51.
- [200] — *О бесконечно гладких почти-всплесках с компактным носителем* // Доклады РАН. 1992. Т. 326. № 6. С. 935–938.
- [201] — *О бесконечно гладких почти-всплесках с компактным носителем* // Матем. заметки. 1994. Т. 55. № 3. С. 3–12.
- [202] — *Образы всплесков при действии операторов свертки* // Матем. заметки. 1994. Т. 55. № 5. С. 13–24.
- [203] П. П. Вайдянатхан. *Цифровые фильтры, блоки фильтров и полифазные цепи с многочастотной дискретизацией. Методический обзор* // ТИИЭР. 1990. № 3. С. 77–120.
- [204] В. И. Воробьев, В. Г. Грибунин. *Теория и практика вейвлет-преобразования*. СПб.: Изд-во ВУС, 1999. 208 с.
- [205] С. В. Головань. *О безусловной и абсолютной сходимости рядов в системах всплесков*. // Вестник Москов. Унив., серия математика и механика. 1996. № 2. С. 89–92.

- [206] М. А. Давыдова. *Решение типа всплеска и критический случай ступеньки для сингулярно возмущенного уравнения 2-го порядка.* // ЖВММФ. 1999. Т. 39. № 8. С. 1305–1316.
- [207] В. Л. Дольников, Н. А. Стрелков. *Оптимальные вейвлеты.* // Изв. Тульского Гос. Унив., серия математика, механика, информатика. 1997. Т. 4. № 5. С. 62–66.
- [208] В. А. Желудев. *О вейвлетах на базе периодических сплайнов* // Докл. РАН. 1994. № 1. С. 9–13.
- [209] — *О цифровой обработке сигналов при помощи сплайн-вейвлетов и вейвлет-пакетов.* // ДАН. 1997. Т. 355. № 5. С. 592–596.
- [210] В. Л. Завадский. *Аппроксимация функций нескольких переменных с ограниченной смешанной производной посредством вейвлетов.* Препринт ИМ НАНБ. 1997. № 1/529.
- [211] — *Нелинейная аппроксимация функций нескольких переменных с ограниченной смешанной производной посредством вейвлетов.* Препринт ИМ АНБ. Минск. 1997. № 15 (538). С. 13.
- [212] — *Непараметрическое оценивание функций из пространств Бесова с использованием вейвлетных базисов.* Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.
- [213] — *Непараметрическое оценивание функций из пространств Бесова с использованием вейвлетных базисов.* Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.
- [214] — *Фильтрация сигналов посредством скрытой марковской модели для вейвлетно-фрактального разложения /* Компьютерный анализ данных и моделирование. Сборник научных статей V Международной конференции. Минск.
- [215] В. Л. Завадский, Е. И. Блинова. *Непараметрическое оценивание над l_p -эллипсоидами в l_r .* // Вести НАНБ. 1998. № 2.
- [216] Кноте Карстен, *Разработка и исследование быстрых параметрически перестраиваемых ортогональных преобразований в базисах «wavelet»-функций.* Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук.
- [217] Б. С. Кашин, А. А. Саакян. *Ортогональные ряды.* М.: АФЦ, 1999. [Глава 7. Введение в теорию всплесков. С.244–296.]

- [218] В. А. Кирушев. *Быстрый алгоритм сжатия изображений* // Вестник молодых ученых. Прикл. матем. и механика. 1997. № 1. С. 4–10.
- [219] В. А. Кирушев, В. Н. Малоземов, А. Б. Певный. *Вейвлетное разложение пространства дискретных периодических сплайнов* // Электронный архив препринтов СПбМО. Препринт № 1999-20.
- [220] «Компьютерра», 1998. № 8 (236) от 2 марта 1998 г. (Ряд статей по вейвлетной тематике.)
- [221] В. Ф. Кравченко, В. А. Рвачев. *«Wavelet»-системы и их применение в обработке сигналов* // Зарубежная радиоэлектроника. 1996. № 4. С. 3–20.
- [222] В. Ф. Кравченко, В. А. Рвачев, В. И. Пустовойт. *Ортонормированные системы типа wavelet на основе атомарных функций.* // ДАН. 1996. Т. 351. № 1. С. 16–18.
- [223] — *Алгоритм построения wavelet-систем для обработки сигналов.* // ДАН. 1996. Т. 346. № 1. С. 31–32.
- [224] Р. А. Лоренц, А. А. Саакян. *О подпространствах, порожденных всплеск-системами.* // Мат. заметки. 1998. Т. 63. № 2. С. 299–302.
- [225] Т. П. Лукашенко. *Всплески на топологических группах* // ДАН. 1993. Т. 332. № 1. С. 15–17.
- [226] В. Н. Малоземов, С. М. Машарский. *Обобщенные вейвлетные базисы, связанные с дискретным преобразованием Виленкина – Крестенсона* // Электронный архив препринтов СПбМО. Препринт № 1999-21.
- [227] — *Сравнительное изучение двух вейвлетных базисов* // Проблемы передачи информации. 2000. Т. 36. Вып. 2. С. 27–37.
- [228] — *Хааровские спектры дискретных сверток* // Ж. вычисл. мат. и матем. физ. 2000. Т. 40. № 6. С. 954–960.
- [229] В. Н. Малоземов, А. Б. Певный, А. А. Третьяков. *Быстрое вейвлетное преобразование дискретных периодических сигналов и изображений* // Проблемы передачи инф. 1998. Т. 34. Вып. 2. С. 77–85.
- [230] В. Н. Малоземов, А. А. Третьяков. *Алгоритм Кули – Тьюки и дискретное преобразование Хаара* // Вестник СПбГУ. Сер. 1. 1998. Вып. 3 (№ 15). С. 31–34.

- [231] — *Новый подход к алгоритму Кули–Тьюки* // Вестник СПбГУ. Сер. 1. 1997. Вып. 3 (№ 15). С. 57–60.
- [232] — *Секционирование, ортогональность и перестановки* // Вестник СПбГУ. Сер. 1. 1999. Вып. 1 (№ 1). С. 16–21.
- [233] С. М. Машарский. *Свертка и корреляция дискретных сигналов в базисах Хаара–Крестенсона* // Электронный архив препринтов СПбМО. Препринт № 2000-09.
- [234] — *Автороверсные спектры Хаара–Крестенсона* // Электронный архив препринтов СПбМО. Препринт № 2000-11.
- [235] И. Я. Новиков. *Оndeletты И. Мейера — оптимальный базис в $C(0, 1)$* // Матем. заметки. 1992. Т. 52. № 5. С. 88–92.
- [236] И. Я. Новиков, С. Б. Стечкин. *Основные конструкции всплесков* // Фундаментальная и прикладная математика. 1997. Т. 3. № 4. С. 999–1028.
- [237] — *Основы теории всплесков* // Успехи математических наук. 1998. Т. 53. № 6 (324). С. 53–128.
- [238] Л. В. Новиков. *Адаптивный вейвлет-анализ сигналов* // Научное приборостроение. 1999. Т. 9. № 2.
- [239] — *Основы вейвлет-анализа сигналов. Учебное пособие*. СПб.: Изд-во ООО «МОДУС+», 1999. 152 с.
- [240] — *Спектральный анализ сигналов в базисе вейвлетов* // Научное приборостроение. 2000. Т. 10. № 3. С. 57–64.
- [241] А. П. Петухов. *Биортогональные базисы всплесков с рациональными масками и их приложения* // Труды СПб Мат. Об. 7 (1999). С. 168–193.
- [242] — *Введение в теорию базисов всплесков*. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1999. 132 с.
- [243] — *Кратномасштабный анализ и всплеск-разложения пространств периодических распределений* // Доклады РАН. 1997. Т. 356. № 2. С. 303–306.
- [244] — *Периодические всплески* // Математический сборник. 1997. Т. 188. № 10. С. 69–94.
- [245] — *Периодические дискретные всплески* // Алгебра и Анализ. 1996. Т. 8. № 3. С. 151–183.

- [246] М. А. Скопина. *О нормах полиномов по системам периодических всплесков в пространствах L_p* // Матем. заметки. 1996. Т. 59. № 5. С. 780–783.
- [247] — *Ортогональные полиномиальные базисы Шаудера в $C[-1, 1]$ с оптимальным ростом степеней* // Матем. сборник. В печати.
- [248] И. Р. Стаховский. *Вейвлетный анализ временных сейсмических рядов.* // ДАН. 1996. Т. 350. № 3. С. 393–396.
- [249] Н. А. Стрелков. *Универсально оптимальные всплески.* // Матем. Сборник. 1997. Т. 188. № 1. С. 147–160.
- [250] Ю. Н. Субботин, Н. И. Черных. *Всплески в пространствах гармонических функций.* // Изв. РАН, серия математика. 2000. Т. 64. № 1. С. 145–174.
- [251] Н. Н. Харатишвили. *Пирамидальное кодирование.* М.: Мысль, 1997. 160 с.

Предметный указатель

$L^1_{\text{сл}}(\mathbb{R})$ ($L^1_{\text{weak}}(\mathbb{R})$) 378

Algorithme à trous 125

Алгоритм Евклида (Euclid's algorithm) 236

Атомарное разложение (atomic decomposition) 152

Базис Вилсона (Wilson basis) 176

— Литлвуда–Пэли (Littlewood–Paley basis) 170, 171

— Хаара (Haar basis) 169, 171, 333
— локализованных синусов (localized sine basis) 182

Базисы Рисса (Riesz bases) 349

— вейвлетов на интервале (wavelet bases on an interval) 428

Безусловный базис (unconditional bases) 376

Биортогональные базисы вейвлетов (biorthogonal wavelet bases) 345

Вейвлет Батла–Лемарье (Battle–Lemarié wavelet) 206

— Мейера (Meyer wavelet) 168

— Морле (Morlet wavelet) 123

Вейвлет-пакеты (wavelet packets) 427

Вейвлеты с компактными носителями (compactly supported wavelets) 232

Волновые функции вытянутого сфероида (prolate spheroidal wave functions) 53

Высокочастотный фильтр (high-pass filter) 221

Гильбертово пространство с воспроизводящим ядром (reproducing kernel Hilbert space) 46, 50, 51

Голоса (voices) 117

Границы фрейма (frame bounds) 96, 110

Двойственный фрейм (dual frame) 101, 114, 131

Жесткий фрейм (tight frame) 96, 245

Избыточность (redundancy) 97

Интерполяционная теорема Марцинкевича (Marcinkiewicz interpolation theorem) 383

— уточняющая схема (interpolation refinement scheme) 280

КЗФ (QMF) 226

КИХ (FIR) 226

Канонические когерентные состояния (canonical coherent states) 69

- Каскадный алгоритм (cascade algorithm) 232, 278
 Квадратурный зеркальный фильтр (quadrature mirror filter) 226
 Класс Зигмунда (Zigmund class) 389
 Когерентные состояния (coherent states) 67
 Койфлет (coiflet) 341, 370, 372
 Конгруэнтный (congruent) 250
 Конечная импульсная характеристика (finite impulse response) 226
 Кратномасштабный анализ (multi-resolution analysis) 125, 171, 186
 — анализ Хаара (Haar multiresolution analysis) 187, 196
 Лемма Рисса (Riesz lemma) 237
 Линейная фаза (linear phase) 336
 Маски (masks) 280
 Масштабирующая функция (scaling function) 187, 200
 Матричные сжатия (matrix dilations) 413
 Мексиканская шляпа (Mexican hat) 121
 Многомерные базисы вейвлетов (multidimensional wavelet bases) 403
 Наложение спектров (aliasing) 50
 Непрерывное вейвлет-преобразование (continuous wavelet transform) 46, 55
 — оконное преобразование Фурье (continuous windowed Fourier transform) 46
 Нецелые показатели сжатия (noninteger dilation factors) 415
 Низкочастотный фильтр (low-pass filter) 221
 Ограничение на частотную и временную полосы (band and time limiting) 46, 52
 Оконное преобразование Фурье (windowed Fourier transform) 128
 Оператор Кальдерона–Зигмунда (Calderon–Zigmund operator) 378
 Отображение Вейля–Брезина (Weil–Brezin map) 163
 Периодизованные вейвлеты (periodized wavelets) 394
 Пирамидальная схема Лапласа (Laplaskan pyramid) 366
 Плотность Найквиста (Nyquist density) 47, 55, 159, 166, 167
 Полифазное разложение (polyphase decomposition) 409
 Представление интегрируемых с квадратом групп (square integrable group representation) 66
 Преобразование Зака (Zak transform) 162, 163, 180, 183
 Пространства Гельдера (Hölder spaces) 388
 — Соболева (Sobolev spaces) 388
 — функций-сплайнов (spline function spaces) 206

- Разложение Кальдерона–Зигмунда (Calderon–Zigmund decomposition) 376, 379
- Решетка с шахматной структурой (quincunx lattice) 414
- СКФ (CQF) 226
- Симметрия (symmetry) 332, 355
- Сопряженные квадратурные фильтры (conjugate quadrature filters) 226
- Спектральная факторизация (spectral factorization) 240, 336
- Субполосная фильтрация (subband filtering scheme) 221
- Схемы последовательного деления (subdivision schemes) 270, 279
- Теорема Безу (Bezout's theorem) 234, 355
- Пэли–Виннера (Paley–Winer theorem) 243
- Шеннона (Shannon's theorem) 47, 54
- Трюк с расщеплением (splitting trick) 420
- Угловое разрешение (angular resolution) 426
- Условие допустимости (admissibility condition) 55, 59
- Уточняющие схемы (refinement schemes) 232, 270, 279
- Формула обращения (resolution of the identity) 56, 59, 68, 70
- Фрейм (frame) 96, 349
- Фреймовый оператор (frame operator) 98
- Функциональные пространства (functional spaces) 376, 388
- Функция с ограниченной шириной полосы (bandlimited function) 46
- Характеристика функциональных пространств с помощью вейвлетов (characterization of function spaces) 387
- Целый параметр сжатия (integer dilation factor) 410
- Частота Найквиста (Nyquist rate) 225
- Частотно-временная локализация (time-frequency localization) 73, 136, 161, 166
- плотность (time-frequency density) 129, 159, 166
- Шахматная структура (quincunx) 415

Ингрид Добеши

ДЕСЯТЬ ЛЕКЦИЙ ПО ВЕЙВЛЕТАМ

Технический редактор А. В. Широбоков

Дизайнер М. В. Ботя

Компьютерный набор О. А. Андреева

Компьютерная верстка С. В. Высоцкий

Корректор М. А. Ложкина

Подписано в печать 29.03.01. Формат 60 × 84¹/₁₆.

Печать офсетная. Усл. печ. л. 27,9. Уч. изд. л. 28,31.

Гарнитура Computer Modern Roman. Бумага газетная.

Тираж 1500 экз. Заказ №

Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика»
426057, г. Ижевск, ул. Пастухова, 13.

Лицензия на издательскую деятельность ЛУ № 084 от 03.04.00.

<http://rcd.ru> E-mail: borisov@uni.udm.ru

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленных диапозитивов в ГИПП «Вятка».

610033, г. Киров, ул. Московская, 122.
