

Оглавление

Предисловие	10
Предисловие автора к американскому изданию.	15
Благодарности	17
Введение	18
Глава 1. Основные понятия в теории дифракции акустических и электромагнитных волн	23
1.1. Формулировка дифракционных задач	23
1.2. Рассеянное поле в дальней зоне	25
1.3. Физическая оптика.	29
1.3.1. Определение физической оптики	29
1.3.2. Полный поперечник рассеяния	32
1.3.3. Оптическая теорема	33
1.3.4. Теневое излучение	34
1.3.5. Теорема о теневом контуре и полный поперечник рассеяния.	39
1.3.6. Перечень свойств физической оптики	42
1.4. Неравномерная компонента поверхностного поля	43
1.5. Электромагнитные волны.	46
Задачи	50
Глава 2. Дифракция на клине: точное решение и асимптотики	53
2.1. Классические решения	53
2.2. Возбуждение плоской волной	58
2.3. Преобразование рядов в интегралы Зоммерфельда	60
2.4. Лучевые асимптотики Зоммерфельда	65
2.5. Асимптотики Паули	67
2.6. Равномерные асимптотики: обобщение метода Паули	72
2.7. Комментарии к альтернативным асимптотикам.	76
Задачи	77
Глава 3. Дифракция на клине: приближение физической оптики	80
3.1. Исходные интегралы физической оптики.	80
3.2. Преобразование интегралов ФО в каноническую форму.	83

3.3. Лучевые асимптотики для дифракционного поля в приближении ФО	87
Задачи	89
Глава 4. Дифракция на клине: поле, излучаемое неравномерной компонентой поверхностных источников	90
4.1. Интегралы и асимптотики.	90
4.2. Интегральная форма функций $f^{(1)}$ и $g^{(1)}$	95
4.3. Наклонное падение плоской волны на клин	97
4.3.1. Акустические волны	97
4.3.2. Поляризационная связь электромагнитных волн	101
Задачи	104
Глава 5. Первичная дифракция на лентах и полигональных цилиндрах	105
5.1. Дифракция на ленте	105
5.1.1. Приближение физической оптики для рассеянного поля	106
5.1.2. Полное рассеянное поле	109
5.1.3. Численный анализ рассеянного поля	113
5.1.4. ФТД первого порядка с усеченными источниками $J_h^{(1)}$	116
5.2. Дифракция на трехгранном цилиндре	121
5.2.1. Симметричное рассеяние: приближение ФО	121
5.2.2. Обратное рассеяние: приближение ФО	124
5.2.3. Симметричное рассеяние: ФТД первого порядка	126
5.2.4. Обратное рассеяние: ФТД первого порядка	129
5.2.5. Численный анализ рассеянного поля	131
Задачи	133
Глава 6. Осесимметричное рассеяние акустических волн на телах вращения	137
6.1. Дифракция на канонической конической поверхности	137
6.1.1. Интегралы для рассеянного поля.	138
6.1.2. Лучевые асимптотики.	140
6.1.3. Фокусировка краевых волн	146
6.1.4. Интерполяция для поля $u_{s,h}^{(1)}$ с помощью функций Бесселя	148
6.2. Рассеяние на диске	149
6.2.1. Приближение физической оптики	150
6.2.2. Поле, излучаемое неравномерными поверхностными источниками	152
6.2.3. Полное рассеянное поле	154
6.3. Рассеяние на конусах: поле на фокальной линии	156
6.3.1. Асимптотики	156
6.3.2. Численный анализ обратного рассеяния.	160
6.4. Тела вращения с ненулевой гауссовой кривизной: обратное рассеяние	163

6.4.1. Приближение ФО	164
6.4.2. Обратное рассеяние. Поле на фокальной линии: ФТД первого порядка	166
6.4.3. Обратное рассеяние от параболоидов	167
6.4.4. Обратное рассеяние от сферических сегментов.	172
6.5. Тела вращения с ненулевой гауссовой кривизной: осесимметричное бистатическое рассеяние	175
6.5.1. Лучевые асимптотики для поля в приближении ФО	177
6.5.2. Приближение ФО: интерполяция с функциями Бесселя для поля в области $\pi - \omega \leq \vartheta \leq \pi$	180
6.5.3. Приближение ФТД: интерполяция с функциями Бесселя для поля в области $\pi - \omega \leq \vartheta \leq \pi$	181
6.5.4. ФТД-асимптотики для поля в области $2\omega \leq \vartheta \leq \pi - \omega$ вдали от геометрооптической границы $\vartheta = 2\omega$	182
6.5.5. Равномерные асимптотики для поля ФО в лучевой области $2\omega < \vartheta \leq \pi - \omega$, включая ее границу $\vartheta = 2\omega$	182
6.5.6. Аппроксимация ФО-поля в области тени для отраженных лучей	186
Задачи	187

Глава 7. Элементарные акустические и электромагнитные краевые волны

7.1. Элементарные полосы на каноническом клине	190
7.2. Интегральные представления для неравномерных компонент поверхностных источников $f_{s,h}^{(1)}$	192
7.3. Трехкратные интегралы для элементарных краевых волн	195
7.4. Преобразование трехкратных интегралов в однократные.	198
7.5. Асимптотики для элементарных краевых волн	203
7.6. Аналитические свойства элементарных краевых волн	207
7.7. Численные расчеты элементарных краевых волн	211
7.8. Электромагнитные элементарные краевые волны	214
7.9. Устранение сингулярностей при скользящих направлениях $\varphi_0 = \pi$ и $\varphi_0 = \alpha - \pi$	218
7.9.1. Акустические волны	219
7.9.2. Электромагнитные ЭКВ	224
7.10. Некоторые публикации других авторов, имеющие отношение к элементарным краевым волнам	229
Задачи	230

Глава 8. Лучевые и акустические асимптотики для краевых дифракционных волн

8.1. Лучевые асимптотики	234
8.1.1. Акустические волны	234
8.1.2. Электромагнитные волны.	239
8.1.3. Комментарии к лучевым асимптотикам	240

8.2. Каустические асимптотики	242
8.2.1 Акустические волны	242
8.2.2. Электромагнитные волны	246
Задачи	248
Глава 9. Многократная дифракция краевых волн: скользящее падение и дифракция волн с нулем диаграммы направленности (<i>slope diffraction</i>).	250
9.1. Постановка задачи и библиография	250
9.2. Дифракция скользящих волн	251
9.2.1. Акустические волны	252
9.2.2. Электромагнитные волны	256
9.3. Дифракция волн с нулем диаграммы направленности (<i>slope diffraction</i>)	257
9.3.1. Акустические волны	257
9.3.2. Электромагнитные волны	260
9.4. Дифракция волн с нулем диаграммы направленности: общий случай <i>slope diffraction</i>	261
9.4.1. Акустические волны	261
9.4.2. Электромагнитные волны	264
Задачи	267
Глава 10. Дифракционное взаимодействие краев на линейчатой поверхности	268
10.1. Дифракция на акустически жесткой поверхности	269
10.2. Дифракция на акустически мягкой поверхности	271
10.3. Дифракция электромагнитных волн	273
Задачи	275
Глава 11. Фокусировка многократных краевых волн при дифракции на выпуклых телах вращения с плоским торцом	276
11.1. Постановка задачи и ее характерные черты	276
11.2. Многократная дифракция на акустически жестком теле	278
11.3. Многократная дифракция на акустически мягком теле	279
Задачи	281
Глава 12. Фокусировка многократных краевых волн при дифракции на диске	282
12.1. Многократная дифракция на акустически жестком диске	282
12.2. Многократная дифракция на акустически мягком диске	285
12.3. Многократная дифракция электромагнитных волн	289
Задачи	290
Глава 13. Обратное рассеяние на цилиндре конечной длины	291
13.1. Акустические волны	291
13.1.1. Приближение физической оптики	291

13.1.2. Поле, создаваемое неравномерной компонентой $j^{(1)}$	295
13.1.3. Полное рассеянное поле	299
13.2. Электромагнитные волны	301
13.2.1. E -поляризация	301
13.2.2. H -поляризация	305
Задачи	307
Глава 14. Бистатическое рассеяние на цилиндре конечной длины	309
14.1. Акустические волны	309
14.1.1. Приближение физической оптики	310
14.1.2. Теневое излучение как компонента рассеянного поля	313
14.1.3. ФГД для поля, рассеянного жестким цилиндром	314
14.1.4. Пучки и лучи в рассеянном поле	318
14.1.5. Уточненные асимптотики для пучка, зеркально отраженного от цилиндрической поверхности.	321
14.2. Электромагнитные волны	325
14.2.1. E - поляризация	325
14.2.2. H -поляризация	327
14.2.3. Уточненные асимптотики для пучка, зеркально отраженного от цилиндрической поверхности	329
Задачи	332
Заключение	335
Литература	336
Предметный указатель.	346

Предисловие

Ideas have consequences. Great ideas have far-reaching consequences.

(Идеи имеют последствия. Великие идеи имеют далеко идущие последствия.)

Физическая теория дифракции (ФТД), предложенная профессором Уфимцевым в 1950-е годы, — методология для приближенной оценки высокочастотного рассеяния на телах, особенно на телах сложной формы — убедительно доказала, что она действительно является великой идеей.

Первая форма ФТД, развитая профессором Уфимцевым, ее векторная форма, применимая для рассеяния электромагнитных волн на трехмерных телах, играла ключевую роль в развитии современных систем вооружения с низкой радиолокационной видимостью, таких как *Lockheed F-117 Stealth Fighter* и *Northrop B-2 Stealth Bomber*, функционирующих и как реальные инструменты, и как концепции проектов. Эти системы в результате оказали революционное воздействие на методы ведения крупномасштабных войн и тем самым способствовали формированию истории.

Бен Рич, который руководил проектом F-117 в легендарном отделе «Работы Скунса» в корпорации Локхид (*Lockheed*), ссылается на теорию профессора Уфимцева как на «Rosetta Stone»¹, позволивший осуществить прорыв в стелс-технологии.

В Нортропе (*Northrop*), где я работал над проектом B-2, мы были такими энтузиастами ФТД, что коллеги и я иногда напевали хором «Вперед, Уфимцев» на мотив «Вперед, Висконсин». Как в Локхиде, так и в Нортропе мы называли ФТД как «*industrial-strength diffraction theory*», в отличие от другой теории, имеющей к себе благосклонное отношение в университетах, но недостаточно развитой для решения проблем стелс-дизайна.

Как и многие хорошие теории, ФТД намного легче применить, чем объяснить. Тем не менее, давайте рассмотрим внутренний механизм ФТД, чтобы понять, почему она является таким полезным инструментом. Во-первых, ФТД

¹ «Rosetta Stone» (Розетский камень) — это базальтовый камень с древними письменами, найденный археологами в 1799 г. Один и тот же текст был записан на нем дважды, египетскими иероглифами и греческими буквами. В результате этот камень помог расшифровать египетские иероглифы. — *Прим. перев.*

основана на двух важных принципах, которые удобно называть здесь как *физический принцип* и *геометрический принцип*.

Физический принцип показывает, как рассеянное поле вне рассеивающего тела может быть определено с помощью интеграла от соответствующих величин поля на поверхности тела. В акустике такими величинами являются давление на жесткой (*hard*) поверхности и нормальная скорость на мягкой (*soft*) поверхности, а также обе эти величины на импедансной границе или на теле с проницаемой поверхностью.

Геометрический принцип утверждает, что на достаточно высокой частоте (когда длина волны достаточно мала по сравнению с характерными размерами тела) поверхностные интегралы могут быть вычислены асимптотически и дают представление для рассеянного поля в форме геометрических лучей, включая дифракционные лучи. Изменение амплитуды поля вдоль луча можно вычислить геометрически, проследивая расходимость и сходимости лучевых пучков, всюду за исключением окрестностей (а) геометрической границы тени, где такой подход предсказывает скачок поля, и (б) каустики, т. е. геометрического места точек, где соседние лучи встречаются или пересекаются (как в простейшем случае в точке фокуса), и где лучевой расчет предсказывает бесконечно большое поле. Правильная величина поля в этих областях, которые сужаются с повышением частоты, может быть найдена с использованием равномерных асимптотических методов для оценки поверхностных интегралов.

Одной из важных черт ФТД является ее способность аккуратно вычислить поле вблизи границ тени и каустик. Это особенно важно при проектировании объектов с низкой радиолокационной видимостью, поскольку мы часто интересуемся дальним полем при рассеянии плоской волны на теле с прямыми или слегка искривленными краями, когда часть рассеянного поля оказывается в каустических областях.

Другое важное преимущество ФТД является следствием того, как она оперирует с поверхностными полями. В них выделяются *равномерная* компонента, *которая определена всюду на поверхности*, и *неравномерная* компонента, которая является поправочной величиной. В электродинамике равномерная компонента обычно, хотя и не всегда, определяется приближением физической оптики (ФО). А именно, поверхностное поле в данной точке считается таким же, как если бы эта точка находилась на бесконечной плоскости, касательной к реальному телу в данной точке. При этом предполагается, что на такой плоскости выполняются те же самые граничные условия, что и на реальном теле в точке касания. В акустике равномерная компонента определяется аналогичным образом. Поскольку в акустике нет твердо установленного термина для этой компоненты, и поскольку уже существует прецедент, предложенный другими авторами, профессор Уфимцев использует терминологию ФО как в электродинамике, так и в акустике на протяжении всей книги. Значительная часть главы 1 посвящена ФО и ее роли в некоторых аспектах теории дифракции.

Неравномерные компоненты поверхностного поля на непрозрачных телах, таких, например, как жесткое тело в акустике или идеальный проводник в электродинамике, концентрируются вблизи тех элементов тела, где происходит наиболее интенсивный процесс дифракции. Такими элементами являются, например, линии (ребра), где смыкаются две грани на поверхности фасетчатого тела. Неравномерные компоненты поля, возникающие вблизи таких элементов, обычно быстро уменьшаются с расстоянием от них. Нужно подчеркнуть, что такое желаемое поведение является также и следствием подходящего выбора (определения) равномерной компоненты поля.

Неравномерные компоненты поверхностного поля находятся с использованием решения более простых задач рассеяния, часто называемых *каноническими задачами*. Рассмотрим, например, опять задачу о рассеянии на ребре фасетчатой поверхности. Предположим, что тело является идеальным проводником, ребро есть прямая линия, а угол между его двумя гранями остается постоянным вдоль ребра. Пусть далее поле, освещающее тело, есть плоская волна, и давайте выберем ФО-поле на поверхности в качестве равномерной компоненты. Тогда канонической задачей будет дифракция подходящим образом ориентированной плоской волны на бесконечном клине с идеально проводящими плоскими гранями (даже если грани на рассматриваемом теле не являются плоскими). Эта задача сводится к двум скалярным двумерным задачам: одна для падающей волны с электрическим вектором, нормальным к ребру, и другая — для падающей волны с магнитным вектором, нормальным к ребру. Для этих задач существуют строгие решения. Векторные поверхностные поля конструируются из двух таких скалярных решений, а неравномерные компоненты этих полей, обусловленные наличием ребра, находятся путем вычитания полей физической оптики из полного решения векторной задачи.

Теперь возникает проблема согласования равномерной компоненты и неравномерной компоненты, когда последняя определена на поверхности, которая может и не совпадать точно с поверхностью реального рассеивающего тела. Профессор Уфимцев рассматривает эту проблему в главе 7, где он представляет поле, излучаемое неравномерной компонентой, в виде множества *элементарных краевых волн*, непрерывно распределенных вдоль ребра. Эти элементарные краевые волны являются источниками дифракционных лучей и имеют диаграммы направленности, соответствующие канонической задаче. Пользуясь инженерной терминологией, эти диаграммы можно было бы называть *дифракционными коэффициентами*.

Теперь вклад неравномерной компоненты в поле, дифрагированное на ребре, описывается интегралом от элементарных краевых волн по длине ребра. Но когда мы оцениваем асимптотически интеграл для поля, создаваемого равномерной компонентой, распределенной по всей грани ребра (т. е. оцениваем интеграл, соответствующий приближению физической оптики), мы видим, что он сводится к интегралу по периметру освещенной грани плюс, возможно, к другим локальным вкладам (таким как зеркальное отражение). Следовательно, равномерные компоненты поверхностного поля на обеих гранях ребра (если

они обе освещены) также вносят свои два вклада в краевую дифракционную волну. Таким образом, эти три вклада образуют полное поле краевой волны. Важно также отметить, что каждый элемент ребра излучает дифракционные волны во всех направлениях.

Проведенное исследование того, как моделируются поверхностные поля, позволяет теперь сформулировать следующие важные свойства ФТД:

- ФТД может аккуратно описывать отражение и дифракцию на телах сложной формы без согласования всего тела с геометрией канонической задачи, осуществляя такое согласование только в тех областях, где возникает дифракция.
- ФТД минимизирует трудности согласования геометрии тела и геометрии канонической задачи.
- ФТД оперирует с дифракционными лучами, расходящимися от каждого элемента ребра во всех направлениях, а не только в направлениях хорошо известного дифракционного конуса.

Третье свойство исключительно важно при анализе рассеяния на телах с низкой радиолокационной видимостью в тех случаях, когда лучи вне дифракционного конуса создают наиболее сильное поле в направлении к радару.

В этой книге дано детальное изложение основ ФТД как для скалярного случая, так и для векторного случая применительно к акустике и электродинамике, включая важные аспекты теории, только недавно исследованные профессором Уфимцевым. Для акустики, конечно, представляет интерес скалярная теория. Для электродинамики интересны как скалярная, так и векторная теории. Канонические задачи часто являются двухмерными и могут быть сведены к скалярной форме.

ФТД в принципе легко обобщается на случай тел с импедансными граничными условиями и на случай тел с частично проницаемой границей, но в целом являющихся непрозрачными. Фактически ФТД интенсивно используется для таких тел, хотя значительная часть этих работ выполняется под грифом секретности или с другими ограничениями на распространение сведений. Обобщение ФТД на полупрозрачные и прозрачные тела является более сложной задачей, но не по причине каких-либо недостатков ФТД, а потому что приходится иметь дело с более сложными явлениями, такими как распространение дифракционных волн внутри тела и их рефракция на границе тела.

Много было сказано и написано о сравнительных оценках двух главных асимптотических подходов в теории дифракции, ФТД с одной стороны и геометрической теории дифракции (ГТД) профессора Келлера с другой стороны, включая ее версии: равномерную теорию дифракции [uniform theory of diffraction (UTD)], разработанную в Ohio State University, и аналогичную равномерную асимптотическую теорию дифракции [uniform asymptotic theory of diffraction (UAT)].

Оба подхода имеют право на существование, каждый из них дает лучевое описание поля (ФТД как конечный результат, ГТД как начальный пункт), каж-

дый имеет свои достоинства, и оба взаимно оплодотворяют друг друга уже в течение полстолетия. Я очень надеюсь, что следующее поколение объединит эти и другие соответствующие подходы в единую современную теорию дифракции на телах.

Данная книга профессора Уфимцева с детальным изложением основ ФТД не только представляет большую ценность для современников, но и может быть исключительно полезной в процессе создания единой теории дифракции.

Кеннет М. Мицнер (Kenneth M. Mitzner)

Ноябрь 2006 г.

Предисловие автора к американскому изданию

Физическая теория дифракции (ФТД) является высокочастотной асимптотической теорией, которая используется в задачах рассеяния на сложных телах и в конструировании микроволновых антенн. В этой монографии впервые дано полное и исчерпывающее изложение современной ФТД, основанной на теории элементарных краевых волн (ЭКВ). В ней изучается дифракция акустических и электромагнитных волн на идеально отражающих телах, находящихся в однородной среде без потерь.

Основная идея ФТД состоит в следующем. Рассеянное поле рассматривается как излучение, создаваемое источниками (токами), которые индуцируются падающей волной на поверхности тел. Вводятся понятия *равномерной* и *неравномерной* компонент поверхностных источников. Равномерная компонента в данной точке определяется как поле, возбуждаемое падающей волной на бесконечной идеально отражающей плоскости, касательной к телу в этой точке. Неравномерная компонента обусловлена любым отклонением рассеивающей поверхности от касательной плоскости. Для больших выпуклых тел с острыми краями (ребрами) основные вклады в рассеянное поле создаются равномерными источниками и теми неравномерными компонентами, которые сосредоточены вблизи краев. В иностранной литературе эту компоненту часто называют *fringe component*. Английское слово *fringe* переводится как *бахрома*, встречающаяся, например, в одежде.

Интегрируя равномерную компоненту поверхностных источников, мы вычисляем поле, соответствующее приближению физической оптики (ФО). ФТД уточняет ФО и является ее естественным обобщением, в котором учитывается дополнительный вклад в рассеянное поле, создаваемый неравномерными источниками.

В этой книге получены высокочастотные асимптотики для неравномерных поверхностных источников (*fringe components*) и для рассеянного поля в дальней зоне. Вычисляются характеристики рассеяния для разнообразных тел, таких как ленты, трехгранные цилиндры, конусы, тела вращения с ненулевой гауссовой кривизной (включая параболоиды и сферические сегменты), а также конечные круглые цилиндры с плоскими торцами.

Название книги подчеркивает, что в ней большое внимание уделяется процессу формирования дифракционного поля. Термины дифракция и рассеяние

употребляются здесь как синонимы. Полученные в книге аналитические выражения проясняют физическую структуру рассеянного поля и детально описывают все отраженные и дифракционные лучи и пучки, а также поля в окрестности каустик и фокусов. Вводится новое понятие — *тенивое излучение*. Показано, что эта часть поля содержит *половину* всей мощности, рассеянной идеально отражающими телами. Физическими проявлениями теневого излучения являются хорошо известные явления Грималди–Френеля и увеличение рассеяния в окрестности границы тени (*forward scattering*).

Результаты численных расчетов, изображенные на графиках, дополняют теорию и дают наглядное представление о вкладе различных частей поверхности тела в рассеянное поле. Детальные комментарии объясняют все существенные моменты в аналитических и численных вычислениях, чтобы облегчить их анализ и использование читателями. Все главы книги сопровождаются задачами для самостоятельного решения, которые будут полезны при изучении ФТД, особенно для студентов.

Книга предназначена для научных сотрудников исследовательских институтов и университетских лабораторий, для преподавателей вузов, аспирантов и студентов старших курсов. Она также будет полезна при создании разнообразных вузовских курсов, которые включают в себя асимптотические методы в теории дифракции.

П. Я. Уфимцев
Лос-Анджелес, Калифорния
Июнь. 2006 г.

Благодарности

Работа над этой книгой была частично финансирована Исследовательским Центром (*Center of Aerospace Research and Education*) при Калифорнийском Университете в г. Ирвайн (*Irvine*). Я признателен за эту поддержку директору центра, доктору С. Н. Атлури (*Satya N. Atluri*).

Я также признателен доктору А. В. Капцову за его профессиональные советы, которые помогли мне в работе с программами FORTRAN и SIGMA-PLOT.

При подготовке рукописи книги я часто обращался к моим сыновьям Ивану и Владимиру с просьбой проверить и исправить мой английский текст, а также устранить неполадки, возникающие при работе с компьютером. Я благодарен им за эту помощь.

Я также признателен Э. Джалу (*E. V. Jull*), К. Мицнеру (*K. M. Mitzner*), Я. Рахмат-Сами (*Y. Rahmat-Samii*) и А. Терзуоли (*A. J. Terzuoli, Jr.*) за их труд по рецензированию рукописи и за ценные комментарии. Особую благодарность я приношу доктору К. Мицнеру за его предисловие к этой книге.

Книга включает в адаптированном виде материалы из оригинальных статей автора, опубликованных в ряде научных журналов. Я благодарен редколлегиям этих журналов за их разрешение использовать такие материалы.

П. Я. Уфимцев

Введение

Физическая теория дифракции (ФТД) исследует рассеяние волн на телах сложной формы, линейные размеры которых велики по сравнению с длиной волны. Начало этой теории было положено в ранних работах автора (Уфимцев, 1957, 1958, 1961). Результаты этих публикаций были затем суммированы в монографии (Уфимцев, 1962), которая уже давно стала библиографической редкостью. Чтобы ознакомить новое поколение читателей с первоначальной формой ФТД, несколько глав из этой монографии в адаптированном виде были включены в недавно вышедшую книгу (Уфимцев, 2003, 2007 а). Некоторые результаты, относящиеся к дальнейшему развитию ФТД, содержатся в статьях (Буторин и Уфимцев, 1986; Буторин, Мартынов и Уфимцев, 1987; Ufimtsev, 1989, 1991; Ufimtsev and Rahmat-Samii, 1995; Ufimtsev, 2006 а, b).

В данной книге впервые представлено полное и детальное изложение современной ФТД, основанной на теории *элементарных краевых волн* (ЭКВ). В ней изучается дифракция акустических и электромагнитных волн на идеально отражающих телах.

Для акустических волн на поверхности идеально отражающих тел ставятся граничные условия Дирихле или Неймана, в зависимости от типа рассеивающей поверхности (акустически *мягкой* или *жесткой*). Предполагается, что тела находятся в однородной невязкой среде. Отсутствие вязкости для таких сред (например, как воздух и вода) можно считать оправданным в линейном приближении (Kinsler et al., 1982; Pierce, 1994).

В задачах дифракции электромагнитных волн мы предполагаем, что рассеивающие тела являются идеально проводящими и находятся в вакууме. Граничное условие здесь состоит в требовании, чтобы касательная компонента электрического вектора была равна нулю на поверхности тела (Вайнштейн, 1988; Balanis, 1989). Модель идеально проводящих тел обычно используется для приближенного описания металлических тел в радиолокационном диапазоне частот.

Скалярная теория дифракции акустических волн проще векторной теории для электромагнитных волн. В связи с этим мы сначала детально изучаем акустическую задачу, а затем вкратце излагаем решение аналогичной электродинамической задачи, опуская промежуточные выкладки, которые уже встречались в акустической задаче. Такой подход значительно ускоряет решение электродинамических задач.

Заметим также, что двухмерные задачи дифракции имеют идентичные решения для акустических и электромагнитных волн и отличаются только используемой терминологией. Поэтому такие задачи изучаются в книге только для акустических волн.

На протяжении всей книги мы постоянно обращаем внимание на соотношения эквивалентности, которые существуют между некоторыми компонентами дифрагированных акустических и электромагнитных волн. Такие соотношения, заключенные в рамки, приводятся в самом начале большинства глав и разделов.

ФТД имеет разнообразные применения. Соответствующие ссылки приведены в конце книги, в разделе «Дополнительные публикации, относящиеся к концепции ФТД: применения, модификации и обобщения». В частности, ФТД была с успехом использована при проектировании американских самолетов *Stealth-Fighter F-117* и *Stealth-Bomber B-2*, невидимых для радаров [(Browne, 1991 a, b; Rich, 1994; Rich and Janos, 1994); см. также предисловие Мицнера в книге (Уфимцев, 2003, 2007 a)]. Данная монография является переводом с американского издания (Ufimtsev, 2007 b) и содержит только оригинальные результаты, полученные автором (некоторые из них в сотрудничестве с коллегами).

В рамках ФТД рассеянное телом поле рассматривается как излучение, которое создается источниками, возбуждаемыми падающей волной на поверхности тела. В случае электромагнитных волн и металлических тел такими источниками являются поверхностные электрические заряды и токи. В случае акустических волн это *акустическое давление* на жестких телах или *нормальная скорость частиц среды* на мягких телах. Преимущество такого подхода (по сравнению с теориями, основанными на геометрии лучей) состоит в том, что он позволяет вычислять рассеянное поле всюду, включая такие области, как окрестности границ тени, фокусов и каустик, где дифракционное поле не имеет лучевой структуры.

Центральной и оригинальной идеей ФТД является разделение поверхностных источников на так называемые *равномерную* и *неравномерную* компоненты. Такое разделение на компоненты является довольно гибкой процедурой и определяется подходящим выбором канонических дифракционных задач (Ufimtsev, 1998). В этой книге (за исключением раздела 7.9) *равномерная* компонента в заданной точке на освещенной стороне тела принимается такой же, как на бесконечной плоскости, касательной к поверхности тела в этой точке. Разумеется, что такая плоскость также считается идеально отражающей. В случае падающей волны с лучевой структурой равномерная компонента определяется согласно геометрической оптике (геометрической акустике) для электромагнитных (акустических) волн.

Величина поля, вычисленного путем интегрирования равномерной компоненты, является высокочастотной аппроксимацией реального рассеянного поля. В акустических задачах дифракции такую аппроксимацию обычно называют приближением Кирхгофа. В электродинамических задачах дифракции она известна как приближение физической оптики (ФО). В настоящей книге

мы используем термин ФО как для электромагнитных, так и для акустических волн, следуя справочному изданию (Bowman et al., 1987, p. 29).

ФТД является естественным обобщением ФО и учитывает вклад в рассеянное поле, создаваемый *неравномерной* компонентой, которая имеет дифракционную природу и обусловлена любым отклонением реальной рассеивающей поверхности от бесконечной плоскости. Другое определение равномерной и неравномерной компонент поверхностных источников дано в разделе 7.9. Здесь равномерная компонента на рассеивающей поверхности с изломом (ребром) определяется как поле, возбуждаемое падающей волной на *освещенной стороне полуплоскости*, касательной к *освещенной грани* ребра (и к самому ребру). Неравномерная компонента определяется в свою очередь как разность между точным полным полем, возбуждаемым на касательном клине, и равномерной компонентой в ее новой формулировке. Такое разделение поверхностных источников на равномерную и неравномерную компоненты позволяет построить новую версию ФТД, свободную от так называемой *скользящей сингулярности* (см. раздел 7.9).

Приведем еще один пример, иллюстрирующий полезность и гибкость понятий о равномерной и неравномерной компонентах поверхностных источников. В задачах рассеяния электромагнитных волн на тонких прямых проводниках конечной длины целесообразно использовать в качестве равномерной компоненты ток, возбуждаемый на бесконечно длинном проводнике (без концов). А неравномерная компонента определяется как разность между полным током на *полубесконечном* проводнике и равномерной компонентой тока. Такой подход проясняет физическую картину дифракции и позволяет получить эффективное решение задачи (Уфимцев, 1962, 2003, 2007 а).

Для количественного описания неравномерной компоненты поверхностных источников мы используем физически очевидную гипотезу о локальном характере высокочастотных дифракционных полей, известную как *принцип локальности*. В соответствии с этим принципом мы полагаем, что неравномерная компонента (вблизи искривленного ребра на поверхности рассеивающего тела) асимптотически ($k = 2\pi/\lambda \rightarrow \infty$) идентична неравномерной компоненте, возбуждаемой падающей волной на касательном клине вблизи точки касания.

Таким образом, задача о дифракции на клине является подходящей канонической задачей для исследования краевых волн и она детально исследуется в данной книге. Точные и асимптотические выражения для двухмерных краевых волн выводятся в главах 2, 3 и 4. Эти результаты используются затем в главе 5 при построении асимптотик для полей, дифрагированных на лентах и трехгранных цилиндрах.

Отметим, что двухмерные дифракционные задачи для акустически мягких (жестких) рассеивающих тел эквивалентны электродинамическим задачам, где электрический вектор \vec{E} (магнитный вектор \vec{H}) параллелен образующей рассеивающего тела. Поэтому некоторые результаты, полученные ранее (Уфимцев, 1962) для двухмерных электродинамических задач, автоматически переносятся в данной книге на акустические задачи с соответствующим переопределе-

нием физических величин. По той же причине асимптотики, построенные в главе 5 для акустических волн, применимы для электромагнитных волн, дифрагированных на лентах и трехгранных цилиндрах.

В главе 1 предложена новая физическая интерпретация классического приближения ФО. Поле, соответствующее этому приближению, представлено в виде суммы *отраженного поля* и *теневого излучения*. Первое слагаемое описывает все отраженные лучи и пучки и доминирует в лучевой области. Теневое излучение эквивалентно полю, рассеянному абсолютно черным телом (той же формы и того же размера, что и реальное рассеивающее тело), и доминирует в окрестности области тени (см. рисунки 1.4 и 14.6). Проявлениями теневого излучения служат хорошо известные явления дифракции Грималди–Френеля и рассеяние вперед (*forward scattering*).

В разделе 1.3.5 доказана *теорема о теневом контуре*, согласно которой различные тела с одинаковой границей тени создают одинаковое теневое излучение. Эта теорема значительно облегчает приближенную оценку рассеяния на сложных телах [см., например, монографию Алексеева, Штагера и Козырева (2007), где исследуется рассеяние на кораблях]. В этом разделе также показано, что теневое излучение содержит *половину* всей энергии, рассеянной идеально отражающими телами. Таким образом, новая формулировка ФО проясняет физическую структуру рассеянного поля и выявляет природу фундаментального закона о полной мощности, рассеянной идеально отражающими телами. Напомним, что согласно этому закону полный поперечник рассеяния для таких тел асимптотически равен *удвоенной* площади поперечного сечения их зоны тени.

Значительная часть книги посвящена теории *элементарных краевых волн* (ЭКВ) и ее применениям. ЭКВ — это волна, которая излучается поверхностными источниками, возбуждаемыми в окрестности бесконечно малого элемента ребра. В главе 7 построены высокочастотные асимптотики для ЭКВ, которые позволяют исследовать дифракцию на телах с плавно искривленными ребрами в масштабе длины волны.

Элементарные краевые волны можно также интерпретировать как *элементарные краевые лучи*, расходящиеся от каждой освещенной точки на ребре. Поле в приближении ФО тоже можно интерпретировать как линейную суперпозицию другого типа элементарных лучей. Поэтому ФТД можно рассматривать как лучевую теорию на уровне *элементарных лучей*. Даже в таких дифракционных областях, как границы геометрической оптики, фокусы и каустики, волновое поле может быть представлено в терминах элементарных лучей. Обычные отраженные лучи и дифракционные лучи вычисляются в ФТД путем асимптотической оценки интегралов поля и могут рассматриваться как *лучки* элементарных лучей, расходящихся из окрестностей стационарных точек на поверхности рассеивающего тела. Такая возможная интерпретация ФТД согласуется с интуитивным принципом Гюйгенса, который был строго сформулирован Гельмгольцем в терминах элементарных сферических волн/лучей (Bakker and Copson, 1939).

Общая теория элементарных волн применяется в этой книге к решению ряда дифракционных задач. Обратное и бистатическое рассеяние на телах вращения изучается в главе 6. Лучевые и каустические асимптотики построены в главе 8. Дифракция волн с нулем диаграммы направленности (*slope diffraction*) и многократная дифракция исследуются в главах 9 и 10. Полученные здесь результаты используются в главах 11 и 12 для анализа фокусировки многократных краевых волн на оси симметрии тел вращения. На примере задачи о дифракции на диске (для которой известно строгое асимптотическое решение) показано, что ФТД правильно описывает *первый член* асимптотического разложения для *каждой многократной* краевой волны. Этот результат имеет принципиальное значение, поскольку он служит обоснованием ФТД. Отметим также, что обоснование и уточнение ФТД было дано ранее на примере задач о дифракции на ленте и вибраторе (Нефедов и Фиалковский, 1972; Уфимцев, 2007 а).

В главах 13 и 14 строятся асимптотики ФТД для поля, рассеянного на круговом цилиндре конечной длины при наклонном облучении плоской волной. Вместе с численными результатами они дают наглядное представление о физической структуре рассеянного поля. Здесь также подчеркиваются новые тонкие аспекты в теории. Они касаются необходимости учитывать: а) высшие члены асимптотического разложения в приближении ФО; б) излучение, создаваемое неравномерной компонентой поверхностных источников, которая обусловлена плавным искривлением боковой поверхности цилиндра.

Теория, развитая в книге, может быть полезна при решении разнообразных практических задач. Среди них можно отметить проектирование микроволновых антенн, оценку поперечников рассеяния для сложных тел, распознавание радиолокационных целей, распространение волн в городских условиях и т. д. В комбинации с численными методами она может быть использована при построении эффективных гибридных схем для исследования сложных дифракционных задач. Эта книга также может быть полезна в разнообразных вузовских курсах, которые включают в себя высокочастотные асимптотические методы в теории дифракции. Задачи, предлагаемые для самостоятельного решения в конце каждой главы, будут полезны при изучении ФТД, особенно для студентов.

В книге используются международная система единиц (СИ) и зависимость волновых полей от времени в виде $\exp(-i\omega t)$. В списке литературы приводятся в алфавитном порядке сначала публикации на русском языке, а затем на иностранных.

Используемые обозначения:

ГА	Геометрическая акустика
ГО	Геометрическая оптика
ГТД	Геометрическая теория дифракции
ФО	Физическая оптика
ФТД	Физическая теория дифракции
ЭКВ	Элементарные краевые волны
Slope Diffraction	Дифракция волн, имеющей нуль в ее диаграмме направленности

Глава 1

Основные понятия в теории дифракции акустических и электромагнитных волн

1.1. Формулировка дифракционных задач

В этой книге развивается физическая теория дифракции (ФТД) как для акустических, так и для электромагнитных волн.

В случае двухмерных задач ($\partial/\partial z = 0$) теория, развитая здесь для акустических волн, также применима для электромагнитных волн.

Сначала мы изложим основные теоретические понятия для акустических волн, а затем и для электромагнитных волн. В линейном приближении потенциал скоростей для гармонических акустических волн удовлетворяет волновому уравнению (Kinsler et al., 1982; Pierce, 1994)

$$\nabla^2 u + k^2 u = I. \quad (1.1)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ есть волновое число, λ — длина волны, ω — угловая частота, c — скорость звука, I — характеристика интенсивности источника. Зависимость волнового поля и его источников от времени предполагается заданной в виде $\exp(-i\omega t)$ и не указывается в явном виде в дальнейшем. Акустическое давление p и колебательная скорость \vec{v} частиц среды, обусловленная звуковыми волнами, определяются через потенциал скоростей [Kinsler et al. (1982); Pierce (1994)]

$$p = -\rho \frac{\partial u}{\partial t} = i\omega \rho u, \quad \vec{v} = \nabla u, \quad (1.2)$$

где ρ есть плотность массы среды. Плотность потока мощности звуковых волн определяется формулой

$$\vec{P} = p\vec{v} = p\nabla u. \quad (1.3)$$

Ее величина, усредненная за период колебаний $T = 2\pi/\omega$, равна

$$\bar{P}_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p^* \vec{v}). \quad (1.4)$$

Здесь и везде далее звездочка используется для обозначения комплексно-сопряженных величин.

Два типа граничных условий ставятся на поверхности идеально отражающих тел:

(а) условие Дирихле

$$u = 0 \quad \text{или} \quad p = 0 \quad [\text{soft}] \quad (1.5)$$

для тел с мягкой (*soft*) поверхностью, т. е. свободной от давления;

(б) условие Неймана

$$\frac{\partial u}{\partial n} = \hat{n} \cdot \nabla' u = 0 \quad [\text{hard}] \quad (1.6)$$

для тел с жесткой (*hard*) поверхностью. Следует иметь в виду, что в граничных условиях величина u есть полное поле, т. е. сумма падающей и рассеянной волн. Символ \hat{n} обозначает единичный вектор внешней нормали к поверхности рассеивающего тела (рис. 1.1). Оператор градиента ∇' действует на координаты точки Q на поверхности S .

Чтобы обеспечить единственность решения дифракционной задачи, ее формулировку необходимо дополнить условиями излучения Зоммерфельда

$$\lim r \left(\frac{\partial u}{\partial r} - iku \right) \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (1.7)$$

В международной системе единиц (СИ) введенные выше величины имеют следующие размерности:

$$\begin{aligned} [r] &= m, \quad [t] = c, \quad [\vec{v}] = [c] = m/c, \quad [\omega] = 1/c, \\ [\rho] &= \kappa z / m^3, \quad [p] = \kappa z / m \cdot c^2, \quad [u] = m^2/c, \quad [\vec{P}] = \kappa z / c^3. \end{aligned} \quad (1.8)$$

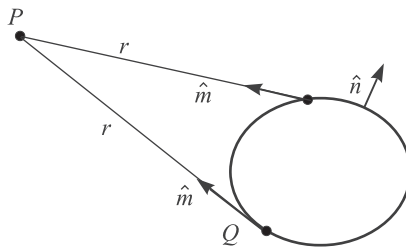


Рис. 1.1. Рассеивающая поверхность S . Здесь r — расстояние между точкой наблюдения P (которая может быть в дальней зоне) и точкой интегрирования Q на поверхности рассеивающего тела; единичный вектор \hat{m} направлен из точки Q в точку P

Здесь используются стандартные обозначения: m для *метра*, kg для *килограмма* и s для *секунды*. Единица давления называется *Паскаль (Па)*, причём $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. Единицей плотности потока мощности является $1 \text{ Вт/м}^2 = 1 \text{ Дж/с} \cdot \text{м}^2$.

В задачах дифракции, которые допускают электромагнитную интерпретацию, потенциал скоростей играет роль напряжённости электрического поля ($[E] = \text{В/м}$) или напряжённости магнитного поля ($[H] = \text{А/м}$), в зависимости от поляризации электромагнитных волн. Поток плотности мощности называется вектором *Пойнтинга* и определяется формулами

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} \quad \text{и} \quad \vec{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^*]. \quad (1.9)$$

1.2. Рассеянное поле в дальней зоне

Рассеянное поле определяется формулами Гельмгольца [Bakker and Copson (1939)]:

$$u_s = -\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial u}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds, \quad u_h = \frac{1}{4\pi} \int_S u \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds, \quad (1.10)$$

где интегралы берутся по рассеивающей поверхности S . Функция u_s описывает поле, рассеянное акустически мягким телом, а функция u_h относится к полю, рассеянному акустически жестким телом. Величины поля u и $\partial u/\partial n$ в подынтегральных выражениях описывают полное поле, т. е. сумму *падающей и рассеянной волн*. Эти величины представляют собой поверхностные источники, возникающие вследствие дифракции падающей волны. Мы обозначаем их символами

$$j_s = \frac{\partial u}{\partial n}, \quad j_h = u, \quad (1.11)$$

аналогичными тем, которые используются для поверхностных источников/токов в электромагнитной версии ФТД (Ufimtsev, 2003, 2007 а).

Величина e^{ikr}/r в формуле (1.10) есть функция Грина для однородного пространства, т. е. фундаментальное решение волнового уравнения, а \hat{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности S .

В дальней зоне, где $r \gg kd^2$ (здесь d — характерный линейный размер тела), выражения (1.10) можно упростить. Выберем начало координатной системы где-нибудь внутри тела (рис. 1.2). При условиях $R \gg r'$, $r \gg kd^2$ можно использовать следующие аппроксимации:

$$r \approx R - r' \cos \Omega, \quad \frac{e^{ikr}}{r} \approx \frac{e^{ikR}}{R} e^{-ikr' \cos \Omega}, \quad (1.12)$$

где

$$\cos \Omega = \cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (1.13)$$

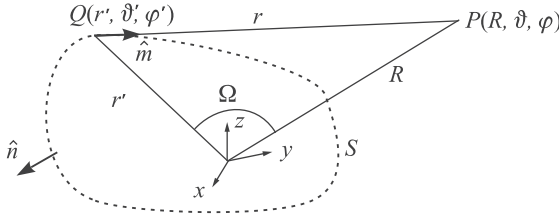


Рис. 1.2. S — поверхность рассеивающего тела; Q — точка интегрирования (с координатами r' , ϑ' , φ') на поверхности тела; P — точка наблюдения (с координатами R , ϑ , φ); Ω — угол между направлениями в точки интегрирования и наблюдения

Замечая, что

$$\frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} = \nabla' \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \hat{n} = - \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{e^{ikr}}{r} \nabla r \cdot \hat{n}, \quad \nabla r = \hat{m}, \quad (1.14)$$

и используя соотношения (1.12), имеем

$$\frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} \approx -ik \frac{e^{ikR}}{R} e^{-ikr' \cos \Omega} \cdot (\hat{m} \cdot \hat{n}). \quad (1.15)$$

Окончательно получаем следующие приближенные выражения для поля в дальней зоне:

$$u_s = - \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \int_S j_s e^{-ikr' \cos \Omega} ds, \quad (1.16)$$

$$u_h = - \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{ikR}}{R} \int_S j_h e^{-ikr' \cos \Omega} (\hat{m} \cdot \hat{n}) ds, \quad (1.17)$$

где \hat{m} и \hat{n} являются единичными векторами. Основная работа в этой книге заключается сначала в выводе асимптотических аппроксимаций для поверхностных источников $j_{s,h}$, а затем для рассеянного поля (1.16), (1.17).

Выражения (1.16) и (1.17) можно записать в форме

$$u_{s,h} = u_0 \Phi_{s,h} \frac{e^{ikR}}{R}, \quad (1.18)$$

где функции

$$\Phi_s = - \frac{1}{4\pi u_0} \int_S j_s e^{-ikr' \cos \Omega} ds, \quad \Phi_h = - \frac{ik}{4\pi u_0} \int_S j_h e^{-ikr' \cos \Omega} (\hat{m} \cdot \hat{n}) ds \quad (1.19)$$

представляют собой диаграммы направленности рассеянного поля, а величина u_0 есть комплексная амплитуда падающей волны в начале координат ($R = 0$).

Заметим также, что вблизи рассеивающего тела, находящегося в дальней зоне от источника, падающую волну можно рассматривать как плоскую волну с амплитудой u_0 .

В соответствии с формулами (1.2) и (1.3), плотность потока мощности в рассеянном поле определяется выражением

$$\vec{P}^{sc} = i\omega\rho u \nabla u. \quad (1.20)$$

Но в дальней зоне

$$\nabla u \approx iku \cdot \hat{R}, \quad \text{где } \hat{R} = \nabla R. \quad (1.21)$$

Поэтому величина (1.20), усредненная за период осцилляций $T = 2\pi/\omega$, равна

$$\vec{P}_{av}^{sc} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[p^* \vec{v}] = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[(i\omega\rho u)^* (iku)] \cdot \hat{R} = \frac{1}{2} k^2 Z |u|^2 \cdot \hat{R}, \quad (1.22)$$

где

$$Z = \rho c \quad (1.23)$$

есть характеристический импеданс среды.

Поле в дальней зоне обычно характеризуется *бистатическим поперечником рассеяния* σ , который определяется соотношением

$$P_{av}^{sc} = \frac{\sigma \cdot P_{av}^{inc}}{4\pi R^2}, \quad (1.24)$$

где

$$P_{av}^{inc} = \frac{1}{2} k^2 Z |u^{inc}|^2 \quad (1.25)$$

есть плотность потока мощности в падающей волне. Формула (1.24) допускает следующую интерпретацию.

Бистатический поперечник рассеяния есть площадь σ гипотетической пластины, перпендикулярной направлению падающей волны. Эта пластина перехватывает падающую на нее мощность $P_{av}^{inc} \cdot \sigma$ и излучает ее равномерно во все окружающее пространство с *плотностью потока, равной* P_{av}^s . Здесь P_{av}^s есть фактическая плотность потока мощности, рассеиваемой телом. Поскольку эта величина зависит от направления рассеяния, бистатический поперечник рассеяния является функцией этого направления, $\sigma = \sigma(\vartheta, \varphi)$.

Термин *бистатический* означает, что направление рассеяния отличается от направления на источник падающей волны. Если же эти направления совпадают, то в этом случае величину σ называют *моностатическим поперечником рассеяния* (*monostatic cross-section*), или поперечником обратного рассеяния (*backscattering cross-section*).

Из формул (1.24) и (1.25) следует, что

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{P_{av}^{sc}}{P_{av}^{inc}} = 4\pi R^2 |u^{sc}|^2 / |u^{inc}|^2. \quad (1.26)$$

В тех направлениях, где поле, рассеянное *гладкой выпуклой* поверхностью, имеет лучевую структуру, бистатистический поперечник рассеяния определяется в соответствии с геометрической оптикой (ГО) и геометрической акустикой (ГА) следующей простой формулой:

$$\sigma = \pi\rho_1\rho_2. \quad (1.27)$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 суть главные радиусы кривизны поверхности в *точке отражения*. При этом поверхность предполагается идеально отражающей (абсолютно мягкой или абсолютно жесткой). Обратим внимание на следующие важные свойства этой формулы.

Во-первых, она не зависит от длины падающей волны. Во-вторых, она является универсальной, т. е. применима как для акустических, так и для электромагнитных волн. Это свойство является следствием двух факторов. Ясно, что лучевая структура отраженных волн не зависит от их природы и полностью определяется геометрией отражающей поверхности. Поэтому расходимость отраженных лучей будет одинаковой и для акустических, и для электромагнитных лучей, отраженных от поверхностей с одинаковой геометрией. Кроме того, модуль коэффициента отражения для идеально отражающей поверхности равен единице. Но именно эти два фактора, геометрическая расходимость лучей и модуль коэффициента отражения, полностью определяют амплитуду отраженных лучей и, следовательно, бистатистический поперечник рассеяния.

Очевидно также, что формула (1.27) может быть обобщена на случай не полностью отражающих поверхностей:

$$\sigma = |\mathcal{R}|^2\pi\rho_1\rho_2, \quad (1.28)$$

где \mathcal{R} есть коэффициент отражения, который зависит от длины падающей волны, от типа граничных условий и может быть различным для акустических и электромагнитных волн.

Еще одно интересное, но не столь очевидное свойство формулы (1.27) заключается в следующем. Согласно этой формуле бистатистический поперечник рассеяния не зависит от угла между падающим и отраженным лучами в *одной и той же* точке отражения (рис. 1.3). Иначе говоря, эта величина σ является

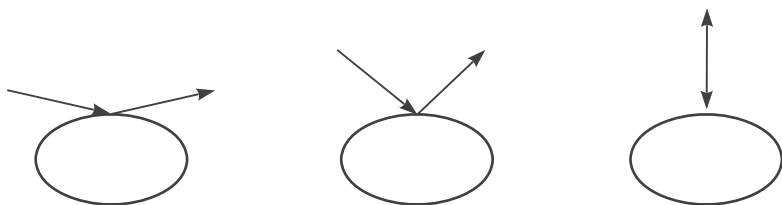


Рис. 1.3. Отражение в *одной и той же* точке на поверхности тела для различных бистатистических углов. Бистатистический поперечник рассеяния для идеально отражающего тела является постоянным для всех этих углов и равен моностатическому поперечнику рассеяния

Это первая книга, в которой дано полное изложение современной физической теории дифракции (ФТД), основанной на концепции элементарных краевых волн. Она существенно дополняет другую книгу автора (Теория дифракционных краевых волн в электродинамике. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007), где содержатся первоначальные идеи и результаты ФТД, а также ее математическое обоснование.

Данная монография, в частности, может представлять интерес для конструкторов, проектирующих специальные виды вооружения с низкой радиолокационной видимостью и системы защиты от таких вооружений.

Книга предназначена для научных сотрудников исследовательских институтов и лабораторий, для преподавателей вузов, аспирантов и студентов старших курсов. Она также может быть полезна при создании разнообразных вузовских курсов, которые включают в себя асимптотические методы в теории дифракции.

ОБ АВТОРЕ

Петр Яковлевич Уфимцев широко известен своими работами по теории дифракции и распространения электромагнитных и акустических волн. В частности, разработанная им ФТД была с успехом использована в США при создании военных самолетов, невидимых для радаров (stealth aircraft).

П. Я. Уфимцев сотрудничал с рядом исследовательских и научных институтов, включая Институт радиотехники и электроники Академии наук СССР (Москва), Московский авиационный институт, Калифорнийский университет (Лос-Анджелес, Ирвайн). Он читал курсы лекций по физической теории дифракции в Институте основных проблем техники (Варшава, 1979), в Калифорнийском университете (Лос-Анджелес, 1991), в Сингапурском национальном университете (1993), в Институте технологий ВВС США (Дэйтон, Огайо, 1994, 1999), в Московском государственном университете (2007) и в Университете Сиенны (Сиенна, Италия, 2008).

За выдающиеся научные достижения П.Я. Уфимцеву присуждена Государственная премия СССР (Москва, 1990), он награжден медалью Л. Р. Груммана (Нью-Йорк, 1991) и медалью за научные достижения XX века (Кембридж, Великобритания, 1996). Он также избран в Академию электромагнетизма (Массачусетский технологический институт, США, 1989), в Американский институт аэронавтики и астронавтики (Associated Fellow of AIAA, 1992) и в Институт инженеров по электротехнике и электронике (Fellow of IEEE, 1999).