

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**Санкт–Петербургский государственный университет
информационных технологий механики и оптики**

М.Н. Либенсон, Е.Б. Яковлев, Г.Д. Шандыбина

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ
(силовая оптика)**

Конспект лекций под редакцией Вейко В.П.

Часть I

**МЕХАНИЗМЫ ПОГЛОЩЕНИЯ
И ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В ВЕЩЕСТВЕ**



**Санкт–Петербург
2005**

Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Часть I. Механизмы поглощения и диссипации энергии в веществе, под общей редакцией Вейко В.П. – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2005. – 84 с.

Конспект курса лекций предназначен для самостоятельной работы студентов специальности 072300 «Лазерная техника и лазерные технологии». Часть I конспекта лекций посвящена описанию первой стадии воздействия лазерного излучения на материалы: поглощению, рассеянию и дисперсии световых волн.

- © Санкт–Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2005
- © **Либенсон М.Н.** Е.Б. Яковлев, Г.Д. Шандыбина, 2005

Оглавление

Предисловие редактора	4
Введение	8
1. Основные положения классической электродинамики.	10
1.1. Уравнения Максвелла.	12
1.2. Оптические характеристики вещества.	21
1.3. Оптические постоянные вещества и его микрохарактеристики.	23
1.4. Дисперсионные соотношения	29
2. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах. Основные уравнения оптики металлов	35
3. Поглощение излучения и оптические свойства металлов	41
4. Поглощение света и передача энергии в полупроводниках	47
4.1. Оптические процессы в поглощающих полупроводниках	47
4.2. Процессы передачи энергии в поглощающих полупроводниках	53
4.2.1. Особенности собственного поглощения	56
4.2.2. Внутризонное поглощение.....	59
4.3. Кинетика фотовозбуждения полупроводников лазерным излучением.	61
4.4. Насыщение межзонного поглощения.....	65
5. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона	69
5.1. Основные свойства ПЭВ, структура и распределение полей, условия существования, дисперсионное соотношение.....	69
5.2. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе металла с диэлектриком	72
5.3. Методы возбуждения ПЭВ.....	74
5.3.1. Призмный метод возбуждения ПЭВ	74
5.3.2. Возбуждение ПЭВ на решетке	75
5.4. Цилиндрические ПЭВ	78
Контрольные вопросы	79
Список рекомендуемой литературы	81
История кафедры.....	82

Предисловие редактора

Создание лазеров – источников мощного когерентного света – вызвало к жизни появление не только целого ряда новых направлений в физике, химии, биологии и других науках, но и разработку большого количества новых технологий в микроэлектронике и обработке материалов, хранении, обработке, передаче информации, в приборостроении, связи, медицине, военной технике и контроле материалов, в точных измерениях, в науках о жизни, в искусстве и т.д.

Лазерное излучение обладает многими специфическими свойствами, которые в комплексе и открыли совершенно новые возможности и области приложений оптики. Все эти приложения основываются на комплексе следующих свойств:

- высочайшая спектральная и пространственная плотность энергии;
- высокая когерентность излучения, которая проявляется в его предельной направленности и высокой монохроматичности.

Ключевой дисциплиной, стоящей на стыке собственно лазерной физики и техники со всевозможными лазерными технологиями является взаимодействие лазерного излучения с веществом. При этом разнообразие «лазерных приложений», когда просто трудно назвать область человеческой деятельности, где бы они ни применялись, привело к тому, что и взаимодействие лазерного излучения с веществом имеет множество направлений и оттенков. Во-первых, упомянем собственно взаимодействие света с веществом в самой активной среде лазеров — в твердом теле, полупроводнике, жидкости или в возбужденных газах: спонтанное и вынужденное поглощение света, процессы рассеяния и диссипации энергии и др. — это, собственно, составляет предмет квантовой электроники и лазерной техники.

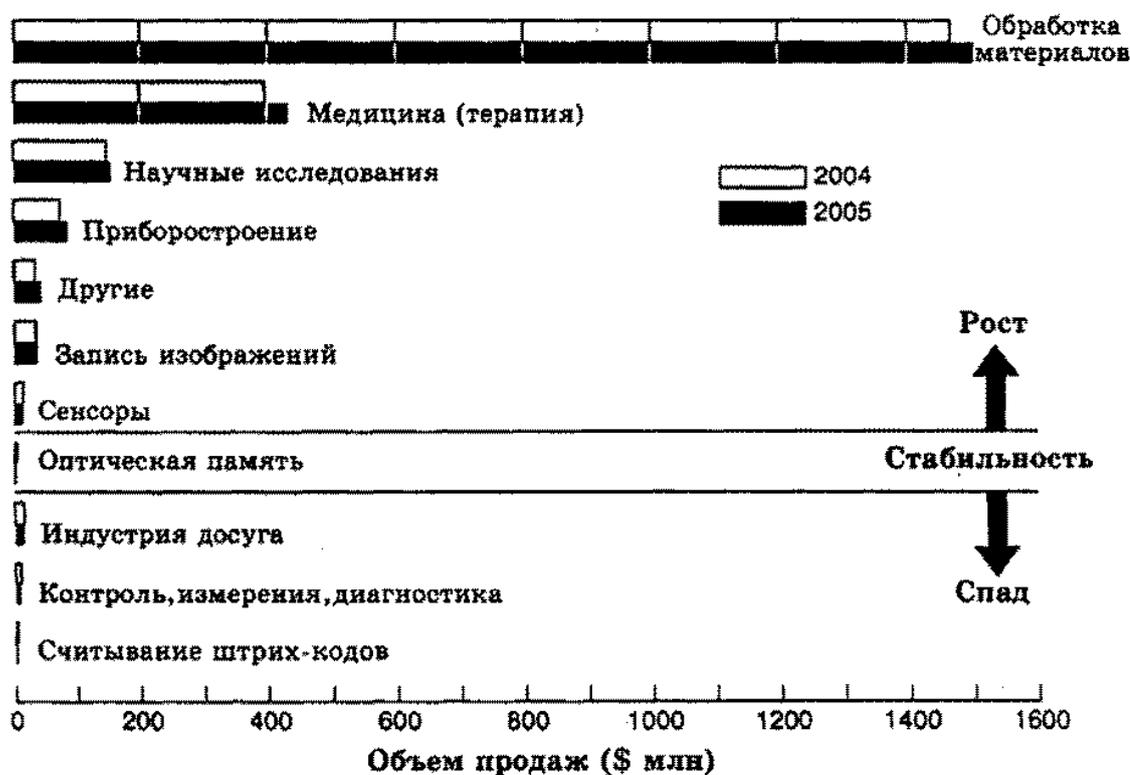
Распространение света в прозрачных, слабопоглощающих средах — это другая сторона взаимодействия лазерного излучения с веществом. Основные особенности лазерного излучения здесь начинают проявляться при высоких интенсивностях света, когда значительный вклад дают нелинейные эффекты. В предельных случаях эти явления приводят к световому пробоя среды, что определяет допустимые оптические нагрузки на соответствующие материалы, будь то активные элементы лазера или зеркала, волоконные световоды, водная среда или газы. Фундаментальные исследования оптического пробоя (лазерной искры) лежат в основе многих технологий, например, лазерного зажигания двигателей внутреннего сгорания и дизелей, создания лазерной плазмы для термоядерных реакций, лазерных реактивных двигателей и т.д. и т.п.

Резонансное поглощение света газами, жидкостями и биотканями — основа процессов разделения изотопов в атомной промышленности и фармацевтике, процессов катализа, многих разделов лазерной медицины, диагностики, терапии и некоторых видов хирургии, в биологии и биометрии.

Кроме этих явлений, есть огромный раздел «нерезонансного взаимодействия лазерного излучения с веществом», который включает силовое воздействие лазерного излучения в основном на конструкционные материалы промышлен-

ности — металлы, полупроводники и диэлектрики. Все эти процессы лежат в основе лазерных технологий обработки материалов.

Отметим, что рынок лазерной обработки материалов является самым мощным, наиболее мобильным и быстро развивающимся.



Рынок лазерных технологий.

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов специальности 072300 «Лазерная техника и лазерные технологии», а курс «Взаимодействие лазерного излучения с веществом» в СПбГУ ИТМО традиционно трактуется, помимо своего общефизического значения, как основа лазерных технологий обработки материалов.

В этом свете напомним, что специфические свойства лазерного излучения, благодаря которым он воздействует на вещество иначе, чем обычный свет — это:

- большая плотность фотонов, определяющая возможность реализации многофотонных процессов;
- значительное давление света, которое позволяет осуществлять процессы атомно–силовой сборки, лазерной «левитации», ускорения и торможения атомов;
- мощные электромагнитные поля оптической частоты 10^{13} Гц;
- высокая плотность энергии.

Большая плотность энергии является основой подавляющего большинства применений лазеров для обработки материалов — сварки, резки, сверления отверстий и др., широко распространенных в промышленности.

Заметим, что этими процессами возможности лазерных применений не исчерпываются. Лазерное нагревание инициирует на поверхности твердого тела следующие группы процессов

1) Эмиссионные процессы

- десорбция газа;
- термоэлектронная эмиссия;
- термоионная эмиссия;
- эмиссия нейтральных атомов;
- тепловое излучение (пироэлектрические измерения).

2) Структурные процессы

- рекристаллизация;
- структурные изменения в сплавах Fe–C (закалка сталей);
- размягчение стекла и, соответственно, структурные изменения;
- аморфизация стеклокерамик;
- аморфизация тонких металлических пленок;
- взаимная диффузия нагретых слоев (микрометаллургия);
- отжиг дефектов (в полупроводниковых структурах).

3) Поверхностные химические реакции

- локальное окисление;
- восстановление;
- термическое разложение металлоорганик;
- полимеризация (деструкция) полимеров.

4) Термомеханические эффекты

- тепловое расширение (включая пульсации);
- появление термонапряжений;
- генерация ударных волн в твердом теле и в воздухе;
- генерация ультразвука (дефектоскопия);
- оптический пробой в прозрачных диэлектриках (стекло, изображения в стекле).

5) Физические переходы

- плавление;
- испарение;
- возгорание и горение;
- детонация активных и взрыв пассивных сред.

Причем одни из них используются для контроля за температурой поверхности (эмиссионные), другие для изменения структурно-фазового состояния материалов, третьи – для локального изменения количественного состава и связанных с этим свойств. Наконец, термомеханические эффекты и физические переходы – это основа процессов формообразования.

Основой всех указанных применений лазерного излучения является тепловое действие света. Тепловая модель взаимодействия, развита в начале 70-х гг. С.И. Анисимовым, А.М. Бонч-Бруевичем и др.

По указанной причине именно ее детальному рассмотрению и посвящено настоящее учебное пособие. Часть 1 содержит описание механизмов поглоще-

ния света и диссипации поглощенной энергии в веществе. Часть 2 будет посвящена анализу процессов лазерного нагрева, а часть 3 – лазерному разрушению материалов.

Учебное пособие подготовлено на основе курса лекций М.Н. Либенсона.

Заслуженный деятель науки России, Лауреат Государственной Премии СССР, д.т.н., профессор В.П. Вейко

Введение

В 60-е годы прошлого века сформировалась «тепловая модель» взаимодействия лазерного излучения с поглощающими материалами. Эта модель позволила успешно описать теплопроводностное распространение тепла, плавление, модификацию структуры вещества, стимулированную нагреванием, испарение, разлет продуктов разрушения. Выводы тепловой модели хорошо совпадают с результатами различных экспериментов.

Световые волны, в том числе и лазерное излучение, это электромагнитные волны определенного спектрального диапазона. Мы будем рассматривать оптический диапазон длин волн. К оптическому диапазону принадлежит инфракрасное (ИК) излучение, видимый свет, ультрафиолетовое (УФ) излучение и рентгеновское излучение низкой частоты. Именно в оптическом диапазоне работают широко применяемые в лазерных технологиях источники.

Материал этой части посвящен первой стадии воздействия лазерного излучения на материалы: поглощению, рассеянию и дисперсии световых волн. Описание этих явлений возможно в рамках классической электродинамики. При этом можно установить основные закономерности перечисленных процессов. Следует отметить, что определить такие важные для анализа лазерного воздействия оптические характеристики материалов, как коэффициент отражения R , поглощательную способность A и пропускание T возможно, используя макроскопическую теорию Максвелла совместно с микроскопической теорией Лоренца.

Напомним, что теория Максвелла - феноменологическая: в ней оптические свойства материала связаны с электрическими через диэлектрическую проницаемость ε , магнитную проницаемость μ , удельную электропроводимость σ , которые предполагаются известными из опыта.

Электронная теория Лоренца определяет микроскопические электромагнитные поля, создаваемые отдельными заряженными частицами, позволяя выяснить физический смысл постоянных ε , μ , σ в уравнениях Максвелла.

В основу учебного пособия положен курс лекций, который на протяжении многих лет читал Лауреат Государственной премии СССР; заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации, доктор физико-математических наук, профессор Михаил Наумович Либенсон.

В разные годы им были рассмотрены проблемы лазерного нагрева металлов и металлических пленок с учетом кинетики изменения их оптических свойств; фотовозбуждения и нагрева полупроводников интенсивным излучением; оптического пробоя диэлектриков сложного химического состава. Был предложен и исследован термохимический механизм взаимодействия непрерывного лазерного излучения с металлами в окислительной среде (на воздухе). В начале 80-х годов М.Н. Либенсон впервые обратил внимание на важную роль генерации поверхностных поляритонов и волноводных мод в процессе лазерного термического воздействия на поверхность различных материалов и предло-

жил поляритонный механизм самоорганизации лазерно-индуцированного поверхностного рельефа – широко распространенного эффекта при лазерных воздействиях. В различные годы им были предложены и теоретически изучены несколько эффективных механизмов лазерно-индуцированных неустойчивостей в конденсированных средах, в том числе при действии сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов. В последние годы он развивал представления о взаимодействии лазерного излучения с поверхностью в устройствах ближнепольной оптики, когда область локализации света значительно меньше длины его волны.

1. Основные положения классической электродинамики.

Существуют три основных подхода к описанию явлений, связанных с взаимодействием оптического излучения с веществом: классический, полуклассический и квантово-механический.

При классическом описании излучение представляют в виде электромагнитных волн, а вещество – в виде непрерывной среды, характеризуемой определенными оптическими макропараметрами. В этом случае используют уравнения Максвелла, дополненные материальными уравнениями, атомарная структура вещества игнорируется.

При полуклассическом приближении поле электромагнитного излучения описывают уравнениями Максвелла, а при описании материального объекта используют квантовомеханические представления. В этом случае оптические параметры не постулируют, а рассчитывают на основе данных об атомарной структуре и динамике среды с учетом вероятностей соответствующих квантовых переходов.

При квантовомеханическом описании излучение и вещество рассматривают как единую квантовую систему.

*Ее описывают гамильтонианом**

$$H = H_\gamma + H_0 + H'_\gamma \quad (1.1)$$

Здесь H_γ – гамильтониан свободного излучения, H_0 – гамильтониан вещества в отсутствие излучения, H'_γ – гамильтониан взаимодействия излучения с веществом. Гамильтониан свободного излучения можно представить как

$$H_\gamma = \sum \hbar \omega_s \left(c_s^+ c_s + \frac{1}{2} \right) \quad (1.2)$$

где c_s и c_s^+ – операторы соответственно уничтожения и рождения фотона (с частотой ω) в s -м состоянии, \hbar – постоянная Планка.

Для кристалла гамильтониан H_0 удобно представить в виде

$$H_0 = H_L + H_e + H_{eL}, \quad (1.3)$$

где H_L – гамильтониан кристаллической решетки («фононный» гамильтониан), H_e – «электронный» гамильтониан, H_{eL} – гамильтониан взаимодействия электронов с фононами (опускаемый при использовании адиабатического приближения). Фононный гамильтониан H_L описывают выражением, аналогичным выражению (1.2), а гамильтониан H'_γ удобно представить в виде

$$H'_\gamma = H_{\gamma e} + H_{\gamma L},$$

где $H_{\gamma e}$ описывает взаимодействие фотонов с электронами, кристалла, а $H_{\gamma L}$ – взаимодействие фотонов с фононами.

* Курсивом выделен дополнительный материал, необходимый для более глубокого усвоения.

Наиболее полным и последовательным является, квантовомеханическое описание, которое позволяет учесть все аспекты взаимодействия, связанные как с изменением состояний вещества, так и с изменением состояний поля излучения.

Классическое описание является предельным случаем, существенно упрощающим рассмотрение процессов взаимодействия излучения с веществом. Основные ограничения применимости классического описания связаны с двумя обстоятельствами. Во-первых, должно быть оправданным классическое представление излучения в виде световых волн. Во-вторых, в рассматриваемой задаче должны быть несущественными атомарная структура и динамика среды.

Полуклассический подход надо рассматривать как некий компромиссный вариант, не имеющий строгого обоснования. Его существенным недостатком является тот факт, что поле излучения является заранее заданным внешним возмущением. Это позволяет рассчитывать изменение состояний вещества, но не дает возможности рассчитывать изменения поля излучения. В этом смысле полуклассическое описание «уступает» как квантовомеханическому, так и классическому, поскольку последние дают последовательную картину взаимодействия излучения и вещества, хотя и с разной полнотой рассмотрения.

В качестве примера рассмотрим классический и полуклассический подходы к задаче о поглощении излучения активными центрами. Пусть в однородном, стержне вдоль его оси (z -оси) распространяется монохроматическое излучение, характеризуемое частотой ω . Обозначим через $S(z)$ плотность светового потока в точке z . Будем различать в стержне активные и неактивные центры, способные поглощать излучение на частоте ω . Для активных центров поглощение сопровождается встречным процессом – индуцированным испусканием, так что результирующее поглощение определяется конкуренцией указанных процессов. Для неактивных центров поглощение на частоте ω не сопровождается испусканием; к этому поглощению формально можно отнести, в частности, рассеяние излучения в стержне, приводящее к потерям энергии через боковую поверхность.

С учетом двух типов центров поглощения запишем дифференциальный закон Бугера для изменения плотности потока на длине пути от z до $z + dz$ в виде

$$dS = -(\alpha_l + \alpha_n)S(z)dz \quad (1.4)$$

Здесь α_l – линейный коэффициент поглощения на активных центрах, а α_n – на неактивных центрах. В этой задаче α_l и α_n – оптические параметры среды. Конкуренция переходов (поглощения и индуцированного испускания) может привести к отрицательному α_l ; в этом случае α_l будет описывать отрицательное поглощение (усиление).

В силу нелинейно-оптического эффекта коэффициент α_l оказывается зависящим от плотности потока $S(z)$, и, следовательно, от координаты z :

$$\alpha_l = f(S(z))$$

Пусть $P(z)$ – отнесенная к единице объема световая мощность на частоте ω , поглощаемая активными центрами в точке z . Легко видеть, что

$$P(z)dz = |dS(z)|$$

Используя (1.4), можем записать

$$P(z) = \alpha_l S(z) = v\alpha_l q(z) \quad (1.5)$$

где $q(z)$ – плотность излучения, v – скорость распространения излучения в стержне. Этот результат соответствует классическому подходу.

Поглощаемую мощность можно выразить через вероятности переходов ϖ_{12} , происходящих между рабочими уровнями E_1 и E_2 активного центра ($E_2 - E_1 = \hbar\omega$) и представить

$$P(z) = n_1 \varpi_{12} q(z) \hbar\omega \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1} \right), \quad (1.6)$$

что соответствует полуклассическому подходу.

Если выражение (1.5) отражает макроскопическое описание процесса поглощения, использующее оптический параметр среды α_l , то выражение (1.6) отражает микроскопическое описание того же процесса, основанное на рассмотрении вероятностей переходов. Приравнявая (1.5) к (1.6), находим выражение для параметра α_l , через микрохарактеристики среды:

$$\alpha_l = v^{-1} \varpi_{12} q(z) \hbar\omega \left(n_1 - \frac{g_1 n_2}{g_2} \right)$$

1.1. Уравнения Максвелла.

Большинство оптических явлений, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с веществом и используемых в лазерных технологиях, может быть качественно и количественно объяснено на основе классического подхода. Мы будем пользоваться почти исключительно этим подходом.

При классическом подходе электромагнитное поле характеризуется четырьмя основными векторными величинами: напряженностью электрического поля \mathbf{E} , электрической индукцией \mathbf{D} , напряженностью магнитного поля \mathbf{H} и магнитной индукцией \mathbf{B} . При расчете электромагнитного поля определяют зависимости этих векторов от пространственных координат и времени. Основными уравнениями, описывающими распространение электромагнитных полей, из которых вытекает и существование электромагнитных волн, являются микроскопические уравнения Максвелла.

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.10)$$

Первое уравнение Максвелла (1.7) является обобщением закона электромагнитной индукции: с переменным магнитным полем неразрывно связано вихревое индуцируемое электрическое поле.

Второе уравнение (1.8) - это обобщенный закон полного тока (\mathbf{J} - плотность тока): магнитное поле создается как токами проводимости (направленным движением зарядов), так и токами смещения (переменным электрическим полем). Появление тока смещения весьма важно, так как именно он обеспечивает возможность генерации и распространения электромагнитных волн.

Третье (1.9) и четвертое (1.10) уравнения Максвелла – это обобщение теоремы Гаусса для электрического и магнитного полей. Теорема Гаусса указывает на источники полей (ρ - плотность зарядов).

Электрическая индукция \mathbf{D} и напряженность магнитного поля \mathbf{H} определяются равенствами

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.11)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}, \quad (1.12)$$

где \mathbf{P} - электрическая поляризация (средний электрический дипольный момент единицы объема), \mathbf{M} - намагниченность (средний магнитный дипольный момент единицы объема), ε_0 - диэлектрическая проницаемость, а μ_0 - магнитная проницаемость свободного пространства. В этих выражениях предполагается, что квадрупольные и более высокие моменты пренебрежимо малы по сравнению с дипольным моментом. Принято считать, что уравнения (1.7 - 1.12) можно принять в качестве макроскопических уравнений, описывающих распространение электромагнитных полей.

Уравнения (1.7 - 1.12) еще не достаточны для описания электромагнитного поля, они должны быть дополнены материальными уравнениями. Предполагается, что для гармонических полей, которые мы будем рассматривать в дальнейшем, они имеют вид:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.13)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1.14)$$

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (1.15)$$

где: σ - проводимость, μ - магнитная проницаемость, χ - электрическая восприимчивость. Для линейной однородной изотропной среды χ является мерой того, насколько легко поляризуется вещество, она характеризует отклик вещества на поле \mathbf{E} . Коэффициенты макроскопической теории σ , μ и χ зависят от свойств рассматриваемой среды, но мы считаем, что они не зависят от полей (среда линейна), координат (среда однородна) и направления (среда изотропна). Тем не менее, мы не считаем, что они не зависят от частоты ω .

Можно показать, что для гармонических полей полная система уравнений Максвелла в дифференциальной форме с комплексными величинами ε_r , μ_r , σ , характеризующими свойства среды, имеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.16)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.17)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1.18)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.19)$$

где: \vec{j} - вектор плотности тока проводимости, ρ - объемная плотность электрических зарядов.

Предполагается, что величины векторов поля конечны по всему объему вещества вместе со своими первыми производными кроме точек, лежащих на границах раздела сред с различными значениями параметров: относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r , относительной магнитной проницаемостью μ_r и удельной электропроводностью σ .

Материальные уравнения в этом случае принимают вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.20)$$

$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$, ϵ_0 , μ_0 - соответственно электрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Уравнения (1.16) – (1.20) справедливы во всех внутренних точках среды, но они теряют смысл на границах раздела, где параметры среды и, следовательно, электромагнитного поля, меняются скачками. Для расчета полей в кусочно-непрерывных средах (воздух - металл, диэлектрик - металл, диэлектрик - воздух и т. д.) необходимо учитывать граничные условия, устанавливающие связи между векторами поля с разных сторон от границы раздела сред. Условия на границе раздела могут быть получены на основании интегральных уравнений Максвелла.

На границе раздела двух диэлектриков равны касательные составляющие напряженности электрического поля

$$E_{1\tau} = E_{2\tau} \quad (1.21)$$

Нормальные составляющие вектора \vec{D} претерпевают скачок, равный поверхностной плотности свободных зарядов σ_s в заданной точке границы

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma_s. \quad (1.22)$$

При расчете электромагнитных полей в проводящих средах ($\sigma \neq 0$) на границе раздела выполняются граничные условия для векторов \vec{E} и плотности тока \vec{j}

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}, \quad j_{1n} = j_{2n} \quad (1.23)$$

При анализе несовершенных диэлектриков, когда требуется учитывать не только их диэлектрические свойства, но и конечную проводимость, должны выполняться все указанные выше условия. На основании (1.22) и (1.23) с учетом того, что $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, приходим к условию

$$\sigma_s = j_n \left(\frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\sigma_1} \right), \quad (1.24)$$

показывающему, что в этом случае на границе раздела появляются поверхностные заряды, плотность которых определяется нормальной составляющей плотности тока проводимости и параметрами сред.

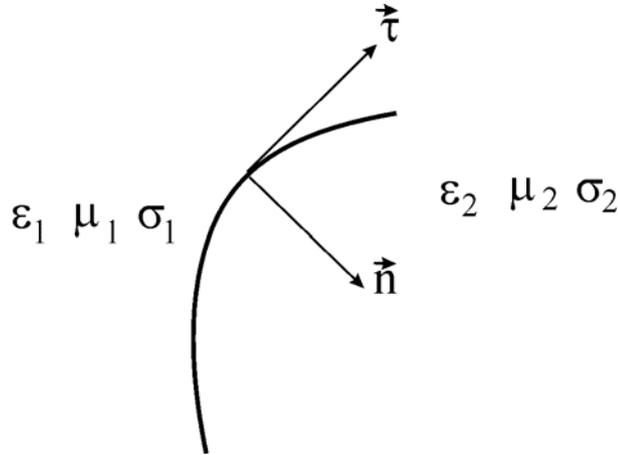


Рис. 1. Выбор направляющих векторов $\vec{\tau}$, \vec{n} для граничных условий.

На границе раздела сред с различными магнитными свойствами равны нормальные составляющие вектора магнитной индукции:

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad (1.25)$$

а разность касательных составляющих напряженностей магнитных полей равна плотности поверхностного тока i_s .

$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = i_s. \quad (1.26)$$

Плотность поверхностного тока i_s - количество электричества, протекающего в единицу времени через единицу длины отрезка, расположенного на поверхности, по которой течет ток, перпендикулярного направлению тока. Очевидно, что $\lim(j_n ds) = i_s dt$. Условия (1.21) - (1.26) имеют общий характер. Они справедливы как для статических и стационарных, так и для переменных во времени электромагнитных полей.

Уравнения Максвелла (1.16) ÷ (1.20) описывают движение электромагнитного поля. Это означает, что векторные поля $\vec{E}(r,t)$ и $\vec{B}(r,t)$ могут быть найдены путем их решения. Каждое решение определяется с помощью начальных и граничных условий. Только в этом случае система уравнений Максвелла имеет единственное решение, т. е. дает однозначное предсказание хода рассматриваемого электромагнитного процесса.

Начальные условия определяют поля в некоторый фиксированный момент времени, который считают, как правило, нулевым ($t = 0$). Задание полей $\vec{E}(r,t)$ и $\vec{B}(r,t)$ в любой момент времени достаточно для определения постоянных интегрирования уравнений (1.16), (1.17). Граничные условия описывают поведение электромагнитного поля на поверхностях раздела, т.е. таких поверхностях,

по разным сторонам которых свойства системы различны, а также с ограничениями области существования поля какими-либо поверхностями. Граничные условия (1.21) ÷ (1.26) задают поля $\vec{E}(r, t)$ и $\vec{B}(r, t)$ в любой момент времени на поверхностях такого рода.

Система уравнений (1.16) ÷ (1.20) является системой дифференциальных уравнений в частных производных, записанных на языке векторного анализа. Для сред с постоянными значениями ε , μ и σ эти уравнения линейны. Поэтому они легко могут быть сведены к одному векторному дифференциальному уравнению для любого из векторов поля. Ограничимся построением уравнений только для векторов \vec{E} и \vec{H} , так как после определения этих векторов по материальным уравнениям (1.20) могут быть найдены и другие вектора. Кроме того, ясно, что в силу пропорциональности между \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} уравнения для \vec{D} и \vec{B} имеют ту же структуру, что и для \vec{E} и \vec{H} : их получают из последних путем умножения на ε и μ , соответственно.

Применяя к обеим частям уравнения (1.16) операцию rot , получим

$$rot\ rot\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(rot\vec{B}) \quad (1.27)$$

Воспользуемся известным векторным равенством $rot\ rot\vec{E} = grad\ div\vec{E} - \nabla^2\vec{E}$. Заменяя в правой части уравнения (1.27) $rot\vec{B}$ его выражением (1.17), получим уравнение для \vec{E}

$$\nabla^2\vec{E} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}grad\ \rho. \quad (1.28)$$

При выводе этого уравнения учтены соотношения (1.20). Кроме того, принято во внимание, что порядок дифференцирования по независимым переменным (пространственным координатам и времени) можно изменять.

Аналогично, применяя операцию rot к обеим частям уравнения (1.17), получим

$$\nabla^2\vec{H} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = 0. \quad (1.29)$$

В случае отсутствия в среде токов ($j = 0$) и зарядов ($\rho = 0$) (не поглощающий диэлектрик, вакуум) уравнения (1.28) и (1.29) упрощаются и принимают вид типичных волновых уравнений.

$$\begin{aligned} \nabla^2\vec{E} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2\vec{H} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned}, \quad (1.30)$$

где $v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 3 \cdot 10^8$ м/с - скорость электромагнитных волн в вакууме, $\nabla^2\vec{E} = \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

Найдем общее решение уравнения (1.30) для вектора \vec{E} , в предположении, что \vec{E} зависит только от одной из координат, например, x . Это означает, что \vec{E} имеет постоянное значение в точках плоскости, перпендикулярной оси x . Решение будем искать в виде $E = f(x + \alpha t) = f(u)$, где f - некоторая функция, зависящая от переменных x, t .

При этих допущениях уравнение для E примет вид:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial u^2} - \frac{\alpha^2}{v^2} \frac{\partial^2 E}{\partial u^2} = 0,$$

Уравнение имеет решение отличное от нуля только при $v^2 - \alpha^2 = 0$.

Это возможно для

$$\alpha_1 = v, \quad \alpha_2 = -v, \quad |\alpha| = |v| = c/\sqrt{\epsilon\mu}$$

Общее решение может быть представлено в виде

$$E(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t) = f(x - vt) + f(x + vt) \quad (1.31)$$

Зависимости E_1 и E_2 от x в моменты времени t и $t + \Delta t$ показаны на рис. 2.

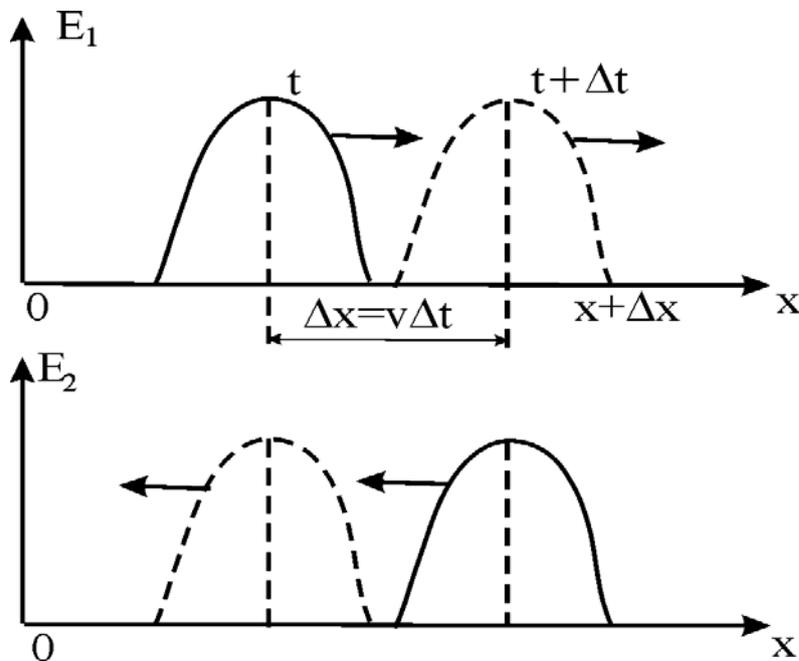


Рис. 2. Изменение функции $E_1(x)$ и $E_2(x)$ в различные моменты времени t и $t + \Delta t$.

Рассмотрим физический смысл решения (1.31). Для функции E_1 значения аргумента в точке x в момент времени t совпадают со значениями аргумента функции в точке $x + \Delta x$ при $t + \Delta t$, поэтому график функции во время $t + \Delta t$ получается из графика для t смещением всех точек кривой $E_1(x, t)$ в направлении положительных значений x на $\Delta x = v\Delta t$. В процессе движения значения E_1 в каждой точке волны и форма волны не изменяются. Исходя из этого, можно сделать заключение, что функция $E(x - vt)$ действительно описывает гармоническую волну (см. стр. 13). Аналогично E_2 описывает поперечную волну, дви-

жущейся со скоростью v в направлении отрицательных значений оси x (см. рис. 2). Без существенного ограничения общности можно ограничиться рассмотрением лишь одной из волн, например $E_1(x, t)$.

В одномерном случае значение E для фиксированных x и t является постоянным на плоскости, перпендикулярной оси x . Такие волны называют плоскими. Плоская волна называется монохроматической, если поле волны является гармонической (синусоидальной) функцией времени. В этом случае

$$E = E_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (1.32)$$

описывает монохроматическую волну, которая распространяется в направлении положительных значений x . Постоянная E_0 называется амплитудой волны, ω - ее частотой.

Аргумент гармонической функции (1.32) называется фазой. Введя понятие длины волны $\lambda = vT = 2\pi v/\omega$, запишем (1.32) в виде

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (1.33)$$

T - период, v - фазовая скорость, $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ - волновое число, k численно равно числу волн, укладывающихся на длине окружности единичного радиуса.

Чтобы не зависеть от системы координат, удобно записать (1.33) в векторной форме. Пусть вектор \vec{k} равен по модулю волновому числу и направлен по оси x (рис. 2.3). Этот вектор называется волновым.

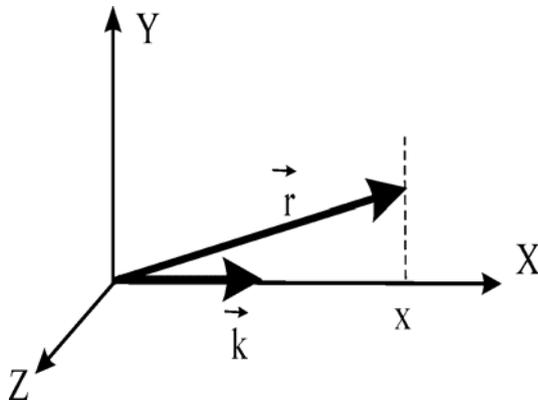


Рис. 3. К записи плоской волны в векторной форме.

Перейдем к трехмерному случаю. Принимая во внимание, что $\vec{k}\vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$ для произвольной точки пространства, характеризуемой радиус-вектором \vec{r} , вместо (1.33) можно записать выражение

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (1.34)$$

Это выражение описывает плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся в направлении вектора \vec{k} . Оно не зависит от системы координат. Аналогичное выражение для плоской монохроматической волны можно записать с использованием синуса

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (1.35)$$

Любое комплексное число $z = x + iy$, используя формулу Эйлера $\exp(i\alpha) = \cos \alpha + i \sin \alpha$, можно записать в экспоненциальной форме

$$z = \rho \exp(i\alpha); \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = y/x$$

Представим выражения (1.34), (1.35) в комплексной форме

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})], \quad (1.36)$$

где \vec{E}_0 - амплитуда вектора $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Независимость \vec{E}_0 от координат означает, что распространение плоских монохроматических волн в непоглощающем диэлектрике не связано с изменением их интенсивности.

Величина $\vec{E}(\vec{r}, t)$ в (1.36) является комплексной, поэтому не может описывать реальный физический процесс, который характеризуется вещественной величиной в виде (1.34) или (1.35). По этой причине, для перехода к физическим величинам необходимо взять действительную $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ или мнимую $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ части полученного выражения. Проекции вращающегося вектора $\vec{E}(\vec{r}, t)$ на горизонтальную и вертикальную оси являются действительными физическими параметрами, которые нас интересуют.

В электромагнитной волне неразрывно существуют электрическое поле \vec{E} и магнитное $-\vec{B}$, которые действуют на токи и магнитные моменты. Однако во многих случаях электрические взаимодействия оказываются значительно сильнее магнитных, так что действием магнитного поля электромагнитной волны на вещество с хорошим приближением можно пренебречь. Существует соотношение между напряженностью электрического поля \vec{E} и магнитной индукцией \vec{B} плоской волны в среде $E = vB$. Поэтому отношение абсолютных значений сил, действующих на электрон со стороны, соответственно, магнитного и электрического полей будет порядка $e u B / e E = u/v$, где u - скорость движения электрона, e - его заряд, v - фазовая скорость электромагнитной волны в веществе. Электроны проводимости в металле имеют скорости, соответствующие $u/v = 10^{-2}$, т. е. магнитные силы составляют не более 1% от электрических. Энергия взаимодействия магнитного поля \vec{B} с магнитным моментом электронов также на два порядка меньше взаимодействия электрического поля \vec{E} с зарядом электрона. Исключение составляют ферромагнитные и близкие к ним структуры. Более того, опыты Винера со световыми волнами однозначно доказали, что именно электрическое поле световой волны производит непосредственное действие на приборы, предназначенные для обнаружения света (глаз, фотоэлемент, фотопластинка и т. д.). Именно по этой причине в дальнейшем основное внимание уделяется временной и пространственной зависимости \vec{E} .

При анализе структуры плоской электромагнитной волны уравнения Максвелла удобно записывать в символической форме с помощью оператора «набла» $\vec{\Delta} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$. Для однородного и изотропного диэлектрика ($\sigma = 0$) в отсутствии зарядов ($\rho = 0$) и токов ($\vec{i} = 0$) уравнения ((1.16) ÷ (1.19)) примут вид

$$\begin{aligned} [\vec{\Delta}, \vec{E}] &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & (\vec{\Delta}, \vec{B}) &= 0 \\ [\vec{\Delta}, \vec{B}] &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & (\vec{\Delta}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Здесь учтено, что $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$.

Как мы уже знаем, решение (1.37) можно представить в виде $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$, $\vec{B} = \vec{B}_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$, где постоянные величины ω и \vec{k} связаны соотношением $k = \omega/c$. При дифференцировании выражений типа (1.31) полезно знать следующие соотношения:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}, \quad (\vec{\Delta}, \vec{E}) = i\vec{k}\vec{E} \quad (1.38)$$

Подставляя выражение (1.36) в уравнения (1.37) и учитывая (1.38) получим:

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{E}] &= \omega \vec{B}, & (\vec{k}, \vec{B}) &= 0 \\ -[\vec{k}, \vec{B}] &= \frac{\omega}{c^2} \vec{E}, & (\vec{k}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.39)$$

Из соотношений (1.39) следует, что вектора \vec{E} и \vec{B} плоской электромагнитной волны перпендикулярны вектору \vec{k} , т.е. направлению ее распространения. Это означает, что электромагнитная волна является поперечной, а вектора \vec{k} , \vec{E} , \vec{B} составляют правую тройку взаимно перпендикулярных векторов (рис. 4). Поскольку отношение амплитуд векторов \vec{E} и \vec{B} от времени не зависит, то эти вектора изменяются во времени синфазно: они одновременно обращаются в нуль и одновременно достигают максимальных значений.

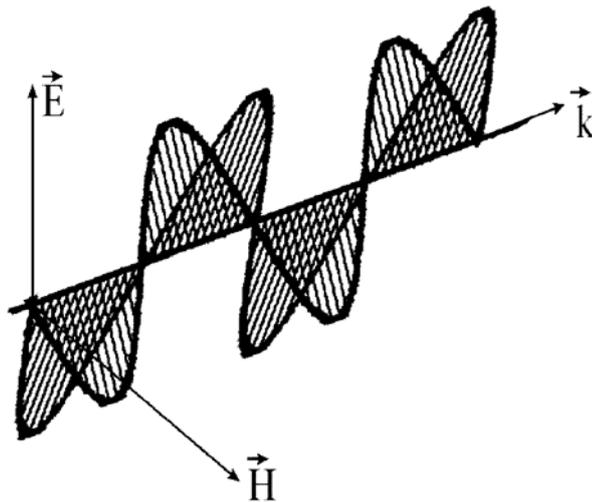


Рис. 4. Взаимная ориентация векторов в плоской электромагнитной волне.

Важной характеристикой электромагнитной волны является плотность потока энергии электромагнитного поля, определяемая вектором Пойнтинга $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$, модуль которого в случае плоской волны может быть представлен в виде $S = EH = EB/\mu_0 = c\varepsilon_0 E^2$ (в это выражение входят мгновенные значения

величин). Частота колебаний электромагнитной волны светового диапазона порядка 10^{15} Гц, поэтому практически нельзя зафиксировать изменения этих величин во времени. Можно наблюдать и измерять лишь средние значения величин по очень большому числу периодов колебаний. Вследствие этого от мгновенных значений величин необходимо перейти к средним.

Учитывая, что $E = E_0 \cos \omega t$, найдем среднюю по времени плотность потока энергии

$$\langle S \rangle_t = c \varepsilon_r \varepsilon_0 E_0^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle_t = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 E_0^2.$$

В рамках макроскопического подхода (теория Максвелла) механизм воздействия световой волны на вещество можно описать следующим образом. Падающая электромагнитная волна индуцирует в материале переменные токи, часть энергии которых преобразуется в джоулево тепло (поглощение), а часть - расходуется на генерирование вторичных электромагнитных полей. При этом происходит распространение излучения в веществе путем непрерывного поглощения и переизлучения электромагнитных волн. В теории Лоренца (микроскопическое описание) переменное поле электромагнитной волны периодически ускоряет (раскачивает) многочисленные микроскопические заряды вещества. Ускоренные полем заряды теряют избыток полученной энергии либо путем передачи ее своему ближайшему окружению, либо путем излучения новых электромагнитных волн. В первом случае происходит поглощение энергии, падающей на вещество электромагнитной волны, а во втором - распространение излучения в среде путем непрерывного поглощения и переизлучения электромагнитных волн заряженными частицами вещества.

При этом формально система уравнений (1.39) в случае однородного и изотропного диэлектрика имеет аналогичный вид, но с заменой $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon$. Поэтому все полученные результаты для электромагнитных волн в вакууме справедливы и для диэлектрика, но с заменой $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon$. Это приведет лишь к изменению скорости волн. Для скорости волны в диэлектрике справедливо выражение $v = c \sqrt{\varepsilon \mu} = c/n$, где $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ - показатель преломления диэлектрика.

1.2. Оптические характеристики вещества.

Рассмотрим общий случай проводящей среды, описываемой тремя параметрами: ε , σ , μ . Уравнение для вектора \vec{E} световой волны в среде (2.13) при $\rho = 0$ примет вид:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.40)$$

Член $\mu \sigma \partial \vec{E} / \partial t$ в этом уравнении определяет затухание волны в среде, где она распространяется. В случае распространения монохроматической волны с частотой ω ($\vec{E}(t) = \vec{E}_\omega e^{-i\omega t}$) уравнение (1.40) можно преобразовать к виду:

$$\nabla^2 \vec{E}_\omega + \omega^2 \mu \left(\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E}_\omega = 0 \quad (1.41)$$

Введем комплексную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i\varepsilon_l = \varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega}. \quad (1.42)$$

С учетом (1.42) уравнение (1.41) примет вид

$$\nabla^2 \vec{E}_\omega + \omega^2 \mu \tilde{\varepsilon} \vec{E}_\omega = 0, \quad (1.43)$$

аналогичный виду уравнения для распространения волн в непроводящей среде при замене ε на $\tilde{\varepsilon}$. Введение комплексной проницаемости позволяет формально рассматривать проводящие среды по аналогии с непроводящими.

Для проводящей среды можно ввести комплексный показатель преломления: $\tilde{n} = n + ik_p$. По аналогии с выражением $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ для непроводящей среды положим

$$\tilde{n}^2 = \mu \tilde{\varepsilon} \quad (1.44)$$

Используя (1.42), найдем

$$\begin{aligned} n^2 &= \frac{\mu}{2} \left[\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{\sigma^2}{\omega^2}} + \varepsilon \right] \\ k_p^2 &= \frac{\mu}{2} \left[\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{\sigma^2}{\omega^2}} - \varepsilon \right] \end{aligned} \quad (1.45)$$

Параметр k_p (мнимая часть комплексного показателя преломления) называется коэффициентом экстинкции, который описывает затухание волны в проводящей среде. При $\sigma = 0$ из выражений (1.45) получим $n^2 = \mu\varepsilon$ и $k_p = 0$, то есть, приходим к частному случаю непроводящей среды.

Убедимся в том, что параметр k_p действительно характеризует затухание волны. Введем для плоской монохроматической волны в проводящей среде комплексный волновой вектор \tilde{k} (будем рассматривать одну составляющую волнового вектора). Воспользуемся известным соотношением $v = c/n$, которое, с учетом $n = c/v = \sqrt{\varepsilon\mu}$, позволяет записать $k = n\omega/c$. По аналогии представим в виде $\tilde{k} = \tilde{n}\omega/c$ и комплексный волновой вектор или

$$\tilde{k} = k + i\zeta = \frac{n\omega}{c} + i\frac{n_l\omega}{c}, \quad (1.46)$$

тогда для волны вдоль оси x получим

$$e^{i\tilde{k}x} = e^{ikx} e^{-\zeta x} \quad (1.47)$$

Появление множителя $e^{-\zeta x}$ указывает на затухание волны с расстоянием x , пройденным в среде. Величина ζ имеет смысл линейного коэффициента поглощения. Легко видеть, что

$$\zeta = \frac{k_p \omega}{c} \quad (1.48)$$

Подчеркнем, что комплексность показателя преломления и волнового вектора характерна для всех случаев, когда излучение распространяется в погло-

щающей среде. Комплексный показатель преломления определяет, в частности, такую оптическую характеристику среды, как коэффициент отражения.

Для нормального падения волны из вакуума на границу среды с показателем преломления $\tilde{n} = n + ik_p$, коэффициент отражения имеет вид

$$R = \frac{(n-1)^2 + k_p^2}{(n+1)^2 + k_p^2}, \quad (1.49)$$

где k_p - коэффициентом экстинкции, однозначно определяющий показатель поглощения (1.48). В общем случае коэффициент отражения зависит также от угла падения и поляризации излучения.

Диэлектрическая проницаемость ε определяется через показатель преломления n и коэффициент экстинкции k_p

$$\varepsilon = (n + ik_p)^2 \quad (1.50)$$

Поглощательную способность (также энергетическая величина) легко определить из (1.49)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2} \quad (1.51)$$

Ниже рассматриваются только немагнитные среды ($\mu = 1$).

Важно отметить, что ε и n зависят от внутренней структуры вещества и являются функциями частоты электромагнитной волны.

1.3. Оптические постоянные вещества и его микрохарактеристики.

В линейном приближении, справедливом, когда амплитудное значение напряженности электрического поля E_0 в падающей на вещество электромагнитной волне мало по сравнению с локальными внутренними электрическими полями в среде, взаимодействие электромагнитных волн (в том числе и оптического диапазона) с веществом может быть описано небольшим числом параметров. Так, например, оптические свойства однородного и изотропного диэлектрика определяются либо диэлектрической восприимчивостью χ , либо диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1 + \chi$ вещества.

Для определения связи оптических постоянных вещества с его микрохарактеристиками на качественном уровне вполне можно не учитывать сложной структуры атомов и молекул, а ограничиться классической моделью Лоренца. В модели Лоренца атом представлен системой, состоящей из атомного ядра, окруженного облаком внутренних электронов, и внешнего (оптического) электрона, связанного с ядром атома менее жестко, способного под действием внешней электромагнитной волны смещаться относительно центра атома (модель гармонического осциллятора). Это означает, что диэлектрик можно рассматривать как систему нежестких (квазиупругих) диполей.

Как уже было отмечено, взаимодействие электромагнитной волны со средой происходит посредством увеличения потенциальной энергии электрического поля в ней. Воздействие магнитного поля на гармонический осциллятор в первом приближении можно не учитывать.

Поскольку гармонический осциллятор (диполь) квазиупругий, то на электрон, кроме вынуждающей силы, определяемой электрическим полем волны, будут действовать упругая возвращающая сила, пропорциональная смещению электрона от положения равновесия x , равная $F_k = -k_e x$, и тормозящая сила, которую можно представить в виде типичном для затухающего осциллятора (осциллятора с потерями):

$$F_m = -\beta \frac{\partial x}{\partial t} = -\beta v$$

На рис. 5 квазиупругое звено гармонического осциллятора определяется коэффициентом жесткости k_e , а тормозящая сила диссипативным звеном с коэффициентом затухания β .

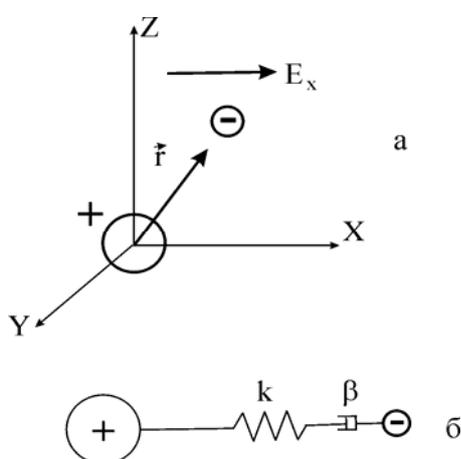


Рис.5. Выбор системы координат для модели гармонического осциллятора (а) и модель Максвелла (б).

Феноменологические силы F_k и F_m соответствуют модельному учету квантовых эффектов. Сила F_k , удерживающая оптический электрон в пределах атома, по своему происхождению - электрическая. Но электрические силы могут создавать устойчивые конфигурации заряженных частиц (т. е. атом) только при учете их квантовых свойств. Введение силы F_m учитывает опытный факт существования у атома электронных колебаний с собственной частотой ω_0 и затухания этих колебаний после возбуждения атома.

Типичный размер диполя можно оценить по значению радиусов орбит атомных электронов, которые определяются величиной боровского радиуса

$$a_0 = \frac{h}{2\pi m e^2} \approx 10^{-11} \text{ м.}$$

При частоте излучения порядка 10^{18} Гц и меньше (видимый и ИК - диапазон) боровский радиус много меньше длины волны электромагнитного излучения. Для таких частот $ka_0 \ll 1$. Поэтому пространственные изменения электромагнитных полей в пределах размера атома очень малы, следовательно, пространственную зависимость полей можно не учитывать.

Будем считать волну плоскополяризованной. Тогда единственной отличной от нуля компонентой электромагнитного поля будет E_x , которую обозначим через E , так что $\vec{E} = (E, 0, 0)$. Пусть абсолютное значение амплитуды электрического поля волны в атоме равно E_0 , а частота волны равна ω . На первом этапе решения ограничимся тем, что все диполи в веществе имеют одну и ту же собственную частоту колебаний ω_0 .

Электрическое поле в атоме будет изменяться во времени следующим образом:

$$E = E_0 \exp(-i\omega t) \quad (1.52)$$

Так как заряд электрона отрицателен ($-e$), то действующая на электрон со стороны поля волны вынуждающая сила равна

$$F_e = -eE_0 \exp(-i\omega t)$$

Поскольку $\vec{E} = (E, 0, 0)$, то силы действуют только вдоль оси x , поэтому $\vec{F} = (F, 0, 0)$.

Уравнение движения электрона под действием сил F_k и F_m имеет вид

$$m\ddot{x} = -eE \exp(-i\omega t) - k_e x - \beta \dot{x} \quad (1.53)$$

Для решения уравнения (1.53) его удобно привести к виду

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E \exp(-i\omega t) \quad (1.54)$$

$\omega_0 = (k_e/m)^{1/2}$ - собственная частота колебаний электронного гармонического осциллятора без потерь, $\gamma = \beta/m$ - феноменологическая константа затухания, имеющая размерность $|\gamma| = c^{-1}$, для металлов и диэлектриков $\gamma \leq 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

Уравнение (1.54) есть типичное уравнение вынужденных колебаний гармонического осциллятора с учетом потерь.

Общее решение неоднородного уравнения есть сумма решений соответствующего однородного уравнения (правая часть равна нулю) и частного решения неоднородного уравнения. Известно, что общим решением однородного уравнения $\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ является функция вида

$$x_1(t) = \exp(-\gamma t/2)(c_1 \exp(i\omega_c t) + c_2 \exp(-i\omega_c t)) \quad (1.55)$$

где c_1 и c_2 - постоянные, определяемые начальными условиями, а $\omega_c = (\omega_0^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$ - собственная частота колебаний электронного гармонического осциллятора с потерями. Частное решение уравнения (1.54) можно записать в виде

$$x_2(t) = x_0 \exp(-i\omega t) \quad (1.56)$$

Сумма функций (1.55) и (1.56) дает общее решение уравнения (1.54), описывающее поведение гармонического осциллятора в поле электромагнитной волны. Очевидно, что слагаемое (1.55), определяемое начальными условиями, с течением времени ослабевает, поэтому движение гармонического осциллятора переходит в режим установившихся гармонических колебаний. Процесс установления колебаний называется переходным режимом.

При анализе переходного режима самым важным вопросом является вопрос о его продолжительности. Она определяется временем затухания колебаний, которые имелись в момент начала действия внешней силы. Это время $\tau \approx 1/\gamma$, то есть тот промежуток времени, после которого можно забыть о первоначально существовавших колебаниях и рассматривать только установившиеся колебания (1.56). С другой стороны, даже если начальных колебаний не было, вынужденные колебания не мгновенно достигают своего стационарного режима. Интересно, что и в этом случае время τ установления стационарного режима также $\approx 1/\gamma$.

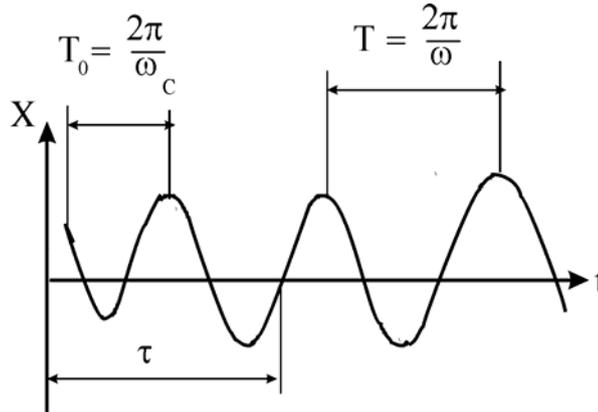


Рис. 6. Процесс установления колебаний гармонического осциллятора под действием вынуждающей силы с учетом затухания.

Следовательно, в установившемся режиме колебаний $x(t)$ является гармонической функцией той же частоты ω , что и электромагнитная волна, $x(t) = x_0 \exp(-i\omega t)$. Учитывая, что $\dot{x} = -i\omega x$, $\ddot{x} = -\omega^2 x$ уравнение (1.54) примет вид

$$m(-\omega^2 - i\omega\gamma + \omega_0^2)x_0 \exp(-i\omega t) = eE \exp(-i\omega t) \quad (1.57)$$

откуда

$$x_0 = \frac{e E}{m (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}. \quad (1.58)$$

Комплексную амплитуду удобно представить в экспоненциальной форме $x_0 = \tilde{x}_0 \exp(i\varphi)$, где

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\gamma\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (1.59)$$

Уравнение (1.56) в комплексной форме примет вид:

$$x = \tilde{x}_0 \exp[-i(\omega t + \varphi)]$$

Вынужденные колебания гармонического осциллятора отстают по фазе от устанавливающей их вынуждающей силы.

Дипольный момент атома, электрон которого сместился из положения равновесия ($x = 0$) в положение x , равен

$$\vec{P}_e = e\vec{x}(t) = \frac{e^2}{m (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \vec{E}(t) \quad (1.60)$$

Поэтому, зависящая от частоты и изменяющаяся во времени поляризованность будет:

$$\vec{P} = N\vec{P}_e = \frac{e^2 N \vec{E}(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (1.61)$$

(N - концентрация электронов с собственной частотой колебаний ω_0).

В линейном приближении

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}(t), \quad (1.62)$$

$\chi(\omega)$ - комплексная диэлектрическая восприимчивость.

$$\chi(\omega) = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (1.63)$$

Используя соотношения $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ и (1.62), получим:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \tilde{\varepsilon}(\omega) \vec{E}, \quad (1.64)$$

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{e^2 N}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}, \quad (1.65)$$

$\tilde{\varepsilon}(\omega)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость, зависящая от частоты. Следовательно, показатель преломления, определяемый относительной диэлектрической проницаемостью $n = \sqrt{\varepsilon_r(\omega)}$, и фазовая скорость электромагнитной волны в веществе также зависят от частоты.

Теперь показатель преломления можно представить в виде

$$n^2(\omega) = \varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}, \quad (1.66)$$

из которого следует, что n также является комплексной, величиной.

Представим показатель преломления в виде:

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + ik_p(\omega), \quad (1.67)$$

$n(\omega)$ - собственно показатель преломления, а $k_p(\omega)$ - показатель поглощения материала. Подставив (1.67) в (1.66) и приравняв между собой действительные и мнимые части полученного равенства, получим

$$n^2(\omega) - k_p^2(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (1.68)$$

$$2n(\omega)k_p(\omega) = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (1.69)$$

При $\omega_0 \ll \omega$ из (1.68) и (1.69) получим

$$k_p(\omega) \approx \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}, \quad (1.70)$$

$$n(\omega) = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

$\omega_p^2 = Ne^2/m\varepsilon_0$ - называется плазменной (ленгмюровской) частотой, которая характеризует свободные колебания "электронного" газа. Величина ω_p для металлов и конденсированных сред, вследствие высокой плотности носителей зарядов, лежит в области ультрафиолетового диапазона и составляет величину $\sim 10^{16}$ Гц. Если частота электромагнитной волны $\omega \gg \omega_p$, то электроны проводимости практически не взаимодействуют с полем волны, а материал в этом спектральном диапазоне прозрачен.

Так в электронной теории можно объяснить механизм возникновения дисперсии. Соотношение $k = \omega/v$ называют законом дисперсии.

Временная дисперсия. Выше предполагалось, что отклик среды в некоторый момент времени t определяется полем световой волны в этот же момент времени $\vec{P} = \alpha\vec{E}(t)$. В действительности, однако, необходимо принимать во внимание неизбежную «инерционность» среды - отклик \vec{P} должен «отставать» от поля \vec{E} , поскольку всякий механизм установления в среде поляризации, наведенной полем волны, требует времени. Это время точно не определено, поэтому, строго говоря, поляризация среды в данный момент должна определяться полем волны во все предыдущие моменты времени.

Итак, нелокальность во времени связи между векторами \vec{E} и \vec{P} приводит к зависимости от времени диэлектрической восприимчивости среды. В связи с этим говорят о временной дисперсии диэлектрической восприимчивости.

Временная дисперсия и частота излучения. Чем больше частота излучения, тем, очевидно, сильнее проявится «инерционность» среды. Поэтому эффект временной дисперсии диэлектрической восприимчивости в оптическом диапазоне должен быть достаточно ярко выраженным.

Промежуток времени $\Delta\tau$, на протяжении которого функция $\alpha(t) \neq 0$, зависит от времени релаксации процессов, ответственных за установление поляризации среды. Его можно оценить следующим образом:

$$\Delta\tau \approx \frac{a_0}{u} \approx \frac{ma_0^2}{\hbar} \quad (1.71)$$

где a_0 - линейный размер атома, m - масса электрона, u - скорость электрона в атоме. Полагая $a \approx 10^{-8}$ см, $m = 10^{-27}$ г, получим $\Delta\tau \approx 10^{-16}$ с.

Если период колебаний $1/\omega$ много меньше времени $\Delta\tau$, то процесс установления поляризации среды не будет «успевать» за изменениями поля волны. Таким образом, необходимым условием наведения в среде поляризации является условие

$$\Delta\tau \leq \frac{1}{\omega} \quad (1.72)$$

В оптическом диапазоне период $1/\omega$ близок к величине $\Delta\tau$. Временная дисперсия играет заметную роль.

Чем «инерционнее» процесс поляризации среды, тем менее выражена оптическая «индивидуальность» среды. При относительно низких частотах

существует обилие сред оптически отличных друг от друга, но по мере возрастания частоты излучения среды становятся оптически все более и более похожими (постепенно превращаются в оптические диэлектрики). Подчеркнем, что это есть прямое следствие возрастающей роли эффекта временной дисперсии диэлектрической восприимчивости.

При достаточно высоких частотах излучение перестает «различать» разные среды и все среды становятся в оптическом отношении одинаковыми, а величина $\varepsilon(\omega)$ для всех сред принимает универсальный вид:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{N_e \varepsilon^2}{m \omega^2}, \quad (1.73)$$

где N_e – полное число электронов в единице объема среды.

При $\omega \rightarrow \infty$ $\alpha(\omega) = 0$ и $\varepsilon(\omega) = 1$, то есть в предельном случае все среды оптически неразличимы (они совершенно прозрачны, не преломляют, не отражают и не поглощают излучения), излучение перестает «замечать» среду.

Пространственная дисперсия. Наряду с временной дисперсией следует учитывать также и пространственную дисперсию диэлектрической восприимчивости, отражающую нелокальность связи между векторами \vec{E} и \vec{P} в пространстве. Можно показать, что нелокальность в пространстве является следствием нелокальности во времени.

Пространственная дисперсия проявляется, когда эффективные линейные размеры области, в которой $\alpha(\vec{P})$ отлична от нуля, превышают или по порядку величины соответствуют длине волны излучения. При $v\Delta\tau \ll \lambda$ (v – скорость распространения электромагнитной волны в веществе) эффект пространственной дисперсии можно не учитывать.

В оптическом диапазоне (особенно в его коротковолновой части), это условие выполняется плохо или вообще не выполняется. Поэтому в оптическом диапазоне необходимо принимать во внимание наряду с временной также и пространственную дисперсию диэлектрической восприимчивости.

1.4. Дисперсионные соотношения

Исследуем амплитудно-частотные $n(\omega)$, $k_p(\omega)$ и фазочастотную $\varphi(\omega)$ характеристики дисперсионных кривых (рис. 7).

Из выражения (1.59) (см. рис. 7 а) следует, что при малых частотах ($\omega \ll \omega_0$) фаза φ мала и отрицательна. Это означает, что смещение электрона из положения равновесия отстает по фазе от световой волны на очень небольшую величину. С возрастанием частоты отставание смещения по фазе увеличивается. При $\omega = \omega_0$, $\varphi = -\pi/2$ достигаются наиболее благоприятные условия передачи энергии падающей электромагнитной волны оптическим электронам атомов. При дальнейшем возрастании частоты отставание по фазе смещения от вынуждающей силы продолжает увеличиваться и при очень больших частотах ($\omega \gg \omega_0$) приближается к π .

Функция $n(\omega)$ при $\omega \rightarrow \infty$ стремится к 1. Максимальное и минимальное значение показатель преломления принимает вблизи частоты, соответствующей максимуму линии поглощения ($\omega = \omega_0$). Экстремумы можно определить приравняв к нулю производную $\partial n(\omega)/\partial \omega$. Соответствующие расчеты показывают, что расстояние между экстремумами $n(\omega)$ равно ширине линии поглощения $k_p(\omega)$, т.е. пропорциональны коэффициенту затухания γ . Показатель поглощения $k_p(\omega)$ имеет форму лоренцевой линии поглощения с максимумом при $\omega = \omega_0$ и полушириной γ .

$$k_p(\omega) = \frac{const}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}$$

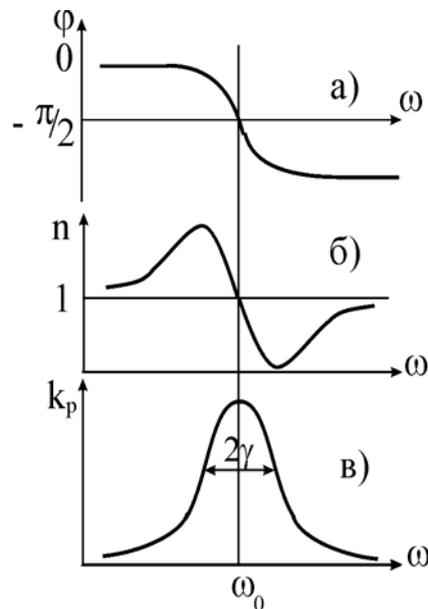


Рис. 7. Зависимость фазы φ (а), показателя преломления $n(\omega)$ (б), показателя поглощения $k_p(\omega)$ (в) в веществе от частоты.

Из условий нормировки следует, что $\int k_p(\omega) d\omega = 1$, причем основной вклад в величину интеграла дает интегрирование вблизи $\omega = \omega_0$.

Графическая зависимость $n(\omega)$ от частоты называется дисперсионной кривой. Если показатель преломления растет с частотой, то дисперсия называется нормальной. Вблизи резонансной частоты ω_0 показатель преломления с увеличением частоты уменьшается. Это явление называется аномальной дисперсией.

В области прозрачности, т.е. в той области частот, для которых $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \gamma^2 \omega^2$ можно положить $k_p = 0$, и тогда формула (1.68) приобретает вид

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.74)$$

Если диэлектрик состоит из нескольких видов атомов, имеющих собственные частоты колебаний ω_{0i} , то для дисперсии показателя преломления справедливо выражение

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i^n \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \quad (1.75)$$

Однако дисперсия создается не только в результате колебаний электронов, но и также в результате колебаний ионов. Ввиду большей массы ионов их собственная частота $\omega_0 = (k/m_u)^{1/2}$ значительно меньше частот собственных колебаний электронов, т.е. лежит в дальней инфракрасной области и не оказывает существенного влияния на ход дисперсионной кривой в видимой области спектра. Однако при использовании лазеров на CO_2 ($\lambda = 10, 6$ мкм) этот факт уже необходимо принимать во внимание. Отметим, что не все электроны под действием поля электромагнитной волны колеблются одинаково и их вклад в дисперсию далеко не равноценен. Поэтому в уточненной формуле вместо N_i должна стоять величина $f_i N_i$, в которой $f_i \ll 1$ называется силой осциллятора. Только с учетом сил осцилляторов формула (1.75) дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Сила осцилляторов может быть рассчитана только в рамках квантовой теории.

Во всей области прозрачности $n(\omega)$ растет с увеличением частоты (нормальная дисперсия). При больших частотах ($\omega \gg \omega_0$) показатель преломления стремится к единице, оставаясь меньше ее, поскольку в этом случае (1.75) принимает вид

$$n = 1 - \frac{e^2}{\varepsilon_0 \omega} \frac{1}{\omega^2} \sum_i^n N_i \quad (1.76)$$

Следовательно, для коротковолнового излучения диэлектрик является оптически менее плотной средой, чем вакуум. В частности, это значит, что от поверхности диэлектрика может наблюдаться полное отражение. В этом случае характер связи электронов в атоме не играет роли, а показатель преломления зависит лишь от общего числа колеблющихся электронов в единице объема.

Рассмотренная выше теория дисперсии может быть распространена и на металлы, которые являются хорошими проводниками.

Для этого необходимо учесть, что уравнение движения свободного электрона проводимости подобны уравнению осциллятора с собственными частотами ω_0 , равными нулю

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} = \frac{e}{m} E_0 \exp(-i\omega t) \quad (1.77)$$

Согласно классической электронной теории строения вещества физические свойства металлов объясняются на основе допущений о наличии свободных

электронов, движущихся между ионами кристаллической решетки и образующих особый "электронный" газ.

При наложении постоянного электрического поля свободные электроны наряду с беспорядочным тепловым движением участвуют в направленном, ускоренном движении, которое собственно и обуславливает собой электрический ток. Наличие у металлов сопротивления указывает на торможение электронов при столкновении с ионами решетки. В противном случае энергия электрона могла бы возрастать неограниченно, что привело бы к бесконечной длине свободного пробега. Это физически означает, что при столкновении электрон теряет свою скорость, приобретенную им за время, прошедшее с момента предшествующего столкновения. В этом смысле в металлах постоянная затухания γ выражается через время релаксации τ свободных электронов проводимости. Физический смысл времени релаксации заключается в том, что τ является характерным средним временем, за которое электрон проводимости теряет скорость своего упорядоченного движения, т. е. τ имеет порядок времени свободного пробега. Можно показать, что уравнение Ньютона, описывающее движение электрона проводимости, и уравнение (1.77) совпадут, если

$$\gamma = \tau^{-1} \quad (1.78)$$

Отметим, что в общем случае величина $\gamma = \nu_{ee} + \nu_{ei} + \nu_{ep}$, где ν_{ee} - частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, ν_{ei} - частота столкновений электронов проводимости с ионами кристаллической решетки $\nu_{ei} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, ν_{ep} - частота столкновений электронов с ионами примеси $\nu_{ep} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Очевидно, что основную роль в потере электроном проводимости скорости упорядоченного движения играет электрон-ионные столкновения, поэтому $\gamma \approx \nu_{ei}$.

Таким образом, в металлах γ представляет собой частоту столкновений электронов с кристаллической решеткой в единицу времени или частоту релаксации электронов проводимости. Ее можно связать с электропроводностью металла

$$\gamma = \frac{e^2 N}{m \sigma} \quad (1.79)$$

Поскольку в металлах плотность электронов проводимости N велика, то $\gamma = 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Для большинства технологических лазеров (лазеры на $YAG:Nd^{+3}$, CO_2) справедливо соотношение $\gamma \leq \omega \leq \omega_p$.

Правомерность использования соотношения $\gamma = e^2 N / m \sigma$ для случая переменных полей подтверждено экспериментально выполнением закона Ома в металлах вплоть до очень высоких частот $\sim 10^{13}$ Гц.

В соотношениях (1.68) и (1.69) для металлов $\omega_0 = 0$, поэтому дисперсионные формулы для токопроводящих материалов можно представить в виде:

$$\begin{aligned} n^2(\omega) - k_p^2(\omega) &= 1 - b \\ 2n(\omega)k_p(\omega) &= \frac{\gamma b}{\omega} \end{aligned} \quad (1.80)$$

где ω - частота падающей на металл световой волны, ω_p - плазменная частота, параметр $b = \omega_p^2 / (\omega^2 + \gamma^2)$, γ - частота столкновений. Из этих формул можно определить показатели преломления $n(\omega)$ и поглощения $k_p(\omega)$ металлов:

$$n(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(b \frac{\gamma}{\omega} \right)^2 + (b-1)^2 \right]^{1/2} - (b-1) \right\}^{1/2}$$

$$k_p(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left[\left(b \frac{\gamma}{\omega} \right)^2 + (b-1)^2 \right]^{1/2} + (b-1) \right\}^{1/2}$$
(1.81)

Для видимой и ИК-областей спектра, как мы уже знаем, $\omega_p \gg \omega$, $\omega_p \gg \gamma$, т.е. $b \gg 1$. Представим $n(\omega)$ и $k_p(\omega)$ в виде удобном для анализа:

$$n(\omega) = \frac{\omega_p}{\sqrt{2(\omega^2 + \gamma^2)}} \left[\sqrt{1 + \gamma^2/\omega^2} - 1 \right]^{1/2}$$

$$k_p(\omega) = \frac{\omega_p}{\sqrt{2(\omega^2 + \gamma^2)}} \left[\sqrt{1 + \gamma^2/\omega^2} + 1 \right]^{1/2}$$
(1.82)

Показатель преломления удобно выразить через электропроводность материала σ .

Из соотношения (1.66) для комплексного показателя преломления металлов с учетом (1.78), (1.79) получим

$$n^2(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 (\omega \tau - 1)}$$
(1.83)

Из выражения (1.83) следует, что дисперсия электромагнитных волн в металлах существенно различна в областях низких и высоких частот. Низкими здесь надо считать частоты, для которых выполняются неравенства $\omega \tau \ll 1$, $\omega \varepsilon / \sigma \ll 1$ (область ИК - спектра или область высоких температур).

Для низких частот показатель преломления металла мнимый

$$n(\omega) = i \sqrt{\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}}$$
(1.84)

и, следовательно, в низкочастотной области спектра наблюдается сильное затухание (поглощение) электромагнитных волн. Из (1.82) можно получить $n \approx k_p \approx \omega_p / \sqrt{2\omega\gamma}$.

Для высоких частот, когда $\omega/\gamma \gg 1$ и $\omega > \omega_p$, показатель преломления действительный

$$n(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\tau \varepsilon_0 \omega^2} = 1 - \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega^2}$$
(1.85)

Следовательно, для волн высоких частот металл становится прозрачным. Для таких волн показатель преломления можно записать в форме

$$n(\omega) = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}, \quad n \gg k_p, \quad k_p \approx 0. \quad (1.86)$$

Наконец, в случае $\omega_p \leq \omega \leq \gamma$ (область видимого диапазона спектра) показатель преломления тоже величина мнимая, т.е. наблюдается сильное поглощение электромагнитных волн. При этом $n \approx \omega_p \gamma / 2\omega^2$, $k_p \approx \frac{\omega_p}{\omega}$, а $k_p \gg n$.

Очевидно, что ω_p приобретает смысл критической частоты. А именно, если $\omega < \omega_p$, то $n(\omega)$ - комплексная величина, т.е. $n(\omega) = n(\omega) + ik_p(\omega)$: происходит поглощение электромагнитных волн. Если же $\omega > \omega_p$, то электроны совершают плазменные колебания, которые сопровождаются только изменением плотности распределенного заряда, электромагнитная волна проходит через материал без затухания, следовательно, показатель преломления становится вещественной величиной - поглощение прекращается - металл становится прозрачным.

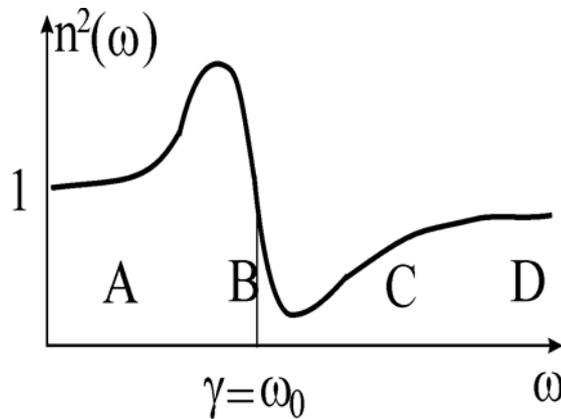


Рис. 8. Изменение $n^2(\omega)$ с частотой и четыре оптические области, связанные с линией поглощения: А - область прозрачности, В - область поглощения, С - область металлического отражения, D - область прозрачности.

Таким образом, в металлах существует область поглощения, простирающаяся от нулевой частоты до частоты $\omega = \gamma$, которая в случае достаточно больших N переходит в область отражения, где диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \sqrt{n}$ становится отрицательной. При дальнейшем увеличении частоты диэлектрическая проницаемость становится вновь положительной: металл приобретает диэлектрические свойства и становится прозрачным. Следовательно, система будет обладать сильным отражением до тех пор, пока ε не обратится в нуль, а затем будет вести себя подобно прозрачному диэлектрику (рис.8).

2. Распространение электромагнитных волн в проводящих средах. Основные уравнения оптики металлов

Распространение электромагнитных волн в однородной и изотропной среде, обладающей проводимостью, можно исследовать с помощью уравнений Максвелла (1.16 - 1.19) с учетом материальных соотношений (1.20). При этом необходимо учесть, что внутри однородного проводника электрическое поле отсутствует. В этом легко убедиться, применив к уравнению (1.17) операцию дивергенции (*div*)

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{E} + \sigma \operatorname{div} \vec{E} = 0.$$

Отсюда, с учетом (1.18), для объемной плотности зарядов ρ получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon} \rho = 0$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{\varepsilon} t\right).$$

Объемная плотность заряда убывает с течением времени по экспоненциальному закону. Величина $\tau = \varepsilon/\sigma$ определяет тот промежуток времени, который необходим для установления электростатического равновесия. Чем больше электропроводность, тем быстрее пройдет этот процесс. Причем условие $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ означает, что внутри однородного проводника могут распространяться только поперечные плоские электромагнитные волны (см. 1.38, 1.39). Следовательно, уравнения (1.28) и (1.29) при $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ описывают всю оптику токопроводящих сред. Уравнения (1.28) и (1.29) можно записать в виде:

$$\Delta^2 \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\Delta^2 \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.2)$$

Уравнения (2.1) и (2.2) называются телеграфными уравнениями.

Члены $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$, $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ определяют затухание электромагнитной волны в веществе.

ве.

Решение уравнений (2.1–2.2) будем искать в виде

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - kr)] \quad (2.3)$$

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H}_0 \exp[-i(\omega t - kr)], \quad (2.4)$$

где \vec{E}_0 и \vec{H}_0 - постоянные вектора, не зависящие от координат и времени. Компоненты этих векторов в общем случае могут быть и комплексными величинами. Подставляя выражение (2.3), (2.4) соответственно в (2.1) и (2.2), учитывая (1.37), получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{H}] &= \omega\mu \left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega} \right) \vec{E} & [\vec{k}, \vec{E}] &= \omega\mu \vec{H} \\ (\vec{k}, \vec{H}) &= 0 & (\vec{k}, \vec{E}) &= 0 \end{aligned}, \quad (2.5)$$

При выводе уравнений (2.5) принят во внимание закон Ома в дифференциальной форме $\vec{j} = \sigma \vec{E}$.

Эти уравнения отличаются от соответствующих уравнений в диэлектриках тем, что в первом из них множитель $\omega\mu_0\varepsilon_0$ заменен множителем $\omega\mu(\varepsilon - i\sigma/\omega)$, а остальные члены уравнения остаются неизменными. Иными словами, если в уравнениях Максвелла для диэлектриков заменить диэлектрическую проницаемость ε комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon - i\sigma/\omega, \quad (2.6)$$

то получим уравнения для проводящих сред.

В комплексной форме можно представить и волновое число. Известно, что в диэлектрической среде между волновым числом $k(\omega)$, частотой ω и диэлектрической проницаемостью существует дисперсионное соотношение

$$k = \frac{\omega}{v}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} = \omega^2\mu\varepsilon = \frac{\omega^2 n^2}{c^2}. \quad (2.7)$$

Для проводящей среды волновое число следует заменить комплексным волновым числом.

$$k^2(\omega) = \omega^2\varepsilon\mu - i\omega\sigma\mu = (k(\omega) - is)^2 \quad (2.8)$$

Вновь разделяя действительные и мнимые части комплексного волнового числа, получим

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \right)^2} + 1 \right] \\ s^2(\omega) &= \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \right)^2} - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Если считать волновые числа в (2.3), (2.4) комплексными, то

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)x]\} = E_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \\ H &= H_0 \exp\{-i[\omega t - (k - is)x]\} = H_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (2.10)$$

При выводе (2.10) мы предположили, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси x .

Из (2.10) следует, что по мере проникновения в глубь проводника фазы векторов \vec{E} и \vec{H} изменяются линейно, а их амплитуды убывают по экспоненциальному закону. Поэтому основная часть электрического поля сосредоточена у поверхности проводника (в скин-слое), толщина которого равна $\delta = 1/s$. Электропроводность металлов велика, поэтому для оптического диапазона

можно считать $\sigma/\varepsilon_r\varepsilon_0\omega \approx \sigma/\varepsilon\omega \gg 1$, следовательно, в (2.9) можно пренебречь единицей. Выражение для δ примет вид

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}} \quad (2.11)$$

Формула (2.11) тем точнее, чем больше частота электромагнитной волны (УФ область спектра). Выразим величину $s=1/\delta$ через плазменную частоту ω_p :

$$s = \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu_r}{2\varepsilon_0}} = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega\mu_r}{2\gamma}}, \quad (2.12)$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $\omega_p^2 = Ne^2/(m\varepsilon_0)$, $\sigma = Ne^2/(m\gamma)$.

На практике обычно $\mu_r \approx 1$, поэтому

$$s = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\gamma}}, \quad \delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2\gamma}{\omega}} \quad (2.13)$$

Поясним, почему величина δ не зависит от магнитных свойств металла. Для диа- и парамагнетиков μ_r мало отличается от единицы. Значительно отличаются от единицы значения μ_r лишь у ферромагнитных материалов. Однако намагниченность ферромагнетиков инерционна: в переменном поле электромагнитной волны она не успевает изменяться синхронно с полем. Такое рассогласование приводит к тому, что, в отличие от стационарных полей, в переменном электромагнитном поле намагниченность ферромагнетика в среднем оказывается незначительной, так что соответствующие этой намагниченности значения μ_r не очень отличаются от единицы.

Ввиду того, что электромагнитная волна в металле сосредоточена в тонком поверхностном слое (скин - эффект), то это влечет за собой изменение эффективного сопротивления проводника, и, следовательно, его оптических постоянных (ε , n , k_p).

Нормальный скин-эффект наблюдается при выполнении следующих условий:

$$\begin{aligned} \varepsilon\mu\omega &\ll \sigma \\ j &\ll \sigma E \end{aligned} \quad (2.14)$$

где j - плотность тока смещения.

Различают *низкочастотный нормальный скин-эффект* ($\omega \ll \gamma$), когда происходит проникновение электромагнитной волны в глубь металла на (*сравнительно*) значительную величину. При этом, как мы уже отмечали, $n \approx k_p \gg 1$, а диссипация энергии обусловлена, в основном, столкновениями электронов проводимости с дефектами металла. Длина свободного пробега электронов l_0 ограничена размерами скин-слоя $l_0 \ll \delta$.

При выполнении спектральных условий $y \leq \omega \ll \omega_p$ наблюдается *высокочастотный нормальный скин-эффект*. Локальная связь $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ сохраняется

только в области $l \approx \delta$. Действительно, из-за высокой частоты электромагнитных волн за один период электрон не успевает пройти путь, равный длине свободного пробега: $v_e \approx 10^6$ м/с, $\tau \approx 10^{-15}$ с, $l_0 \approx 10^{-8}$ м и, следовательно, $v_e \tau \ll l_0$.

В области нормального скин-эффекта электропроводность скин-слоя зависит от электропроводности металла $\sigma_s = \sqrt{\sigma_0}$.

На рис. 9 представлена экспериментально измеренная зависимость скин-проводимости ($\Sigma = 1/R$) от температуры (через $\sqrt{\sigma_0}$).

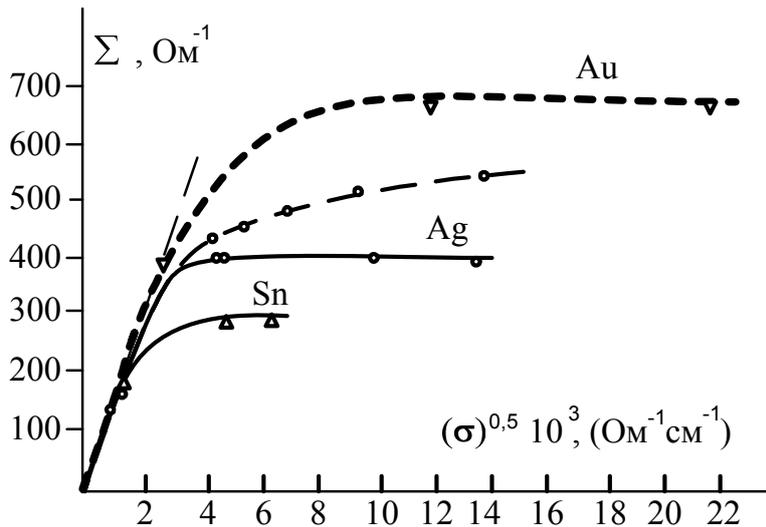


Рис. 9. Зависимость скин-проводимости от температуры (через $\sqrt{\sigma_0}$) для золота, серебра и олова

По теории классического скин-эффекта, эта зависимость должна быть прямой линией, проходящей через начало координат. Из хода экспериментальной зависимости $\Sigma = 1/R$ от температуры (через $\sqrt{\sigma_0}$) для золота, серебра и олова следует, что классическая теория верна лишь при комнатных температурах, когда средний свободный пробег электронов достаточно мал. С увеличением среднего свободного пробега скин-проводимость практически не зависит от σ . Таким образом, проводимость скин-слоя уже не зависит от проводимости металла. Это явление называется аномальным скин-эффектом.

Основной причиной существования аномального скин-эффекта является несправедливость допущений (2.14) при низких температурах, когда средняя длина свободного пробега электрона сравнима или значительно больше глубины проникновения поля. В этом случае электрон от столкновения до столкновения будет двигаться через области с разной напряженностью поля. Поэтому добавочная скорость, которую он получит, будет зависеть от напряженности поля вдоль всего пути движения. Это означает, что уравнение $j = \sigma E$, в котором σ постоянна для всех частей металла, должно быть заменено более общим уравнением $j = f(E, x)$. Следовательно, предположение классической теории о том, что электрическое поле можно рассматривать однородным при расчете плотности тока справедливо, когда поле изменяется незначительно на расстоя-

нии равном длине свободного пробега электронов проводимости, то есть когда длина свободного пробега электрона значительно меньше глубины проникновения поля в металл.

Строгое решение задачи аномального скин-эффекта можно получить, основываясь, с одной стороны, на классических уравнениях Максвелла, с другой стороны, на использовании общих положений электронной теории строения металлов. В частности, полагают, что электроны проводимости в металле взаимодействуют с его ионной решеткой и друг с другом. Функция распределения электронов по энергии или скоростям под действием электромагнитного поля зависит от интенсивности, направления распространения и поляризации электромагнитной волны. В результате столкновений электронов с решеткой и друг с другом она изменяется на некоторую величину. Можно ввести электрические поправки, обусловленные как отличием сопротивления скин-слоя от сопротивления массивного проводника, так и дополнительным поглощением электромагнитной волны вследствие "неидеальности" поверхности.

В общем случае можно выделить три области частот:

а) при достаточно низких частотах ($\omega\tau < 1$) и при пренебрежимо малых токах смещения имеем, что $\sigma_c = \sqrt{\sigma}$. Эта формула верна лишь для $\lambda > 10^{-4}$ м при комнатных температурах, и для $\lambda = 0,1$ м при температурах жидкого гелия, где τ - велико;

б) $\omega\tau = 1$, но ток смещения еще мал (последнее условие справедливо для всех металлов при комнатных температурах). В этой области частот σ не зависит от ω .

в) $\omega\tau \gg 1$, ток смещения становится значительным. При этих частотах $\omega \geq \omega_p = Ne^2/m\epsilon_0$ показатель преломления становится равным нулю и металл становится прозрачным. Напомним, что ω_p лежит в ближней ультрафиолетовой области спектра.

В условиях аномального скин-эффекта напряженность электрического поля определяется сложным образом: она не имеет экспоненциальной зависимости и, следовательно, оптические характеристики металлов (коэффициент отражения R и поглощательная способность A) уже не могут быть выражены через комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n - ik_p$. Физически это означает, что металл невозможно моделировать системой, электроны проводимости которой можно считать свободными. В оптическом диапазоне (видимый и ультрафиолетовый свет) оптические константы металлов зависят заметным образом от влияния связанных электронов (электронов поляризуемости).

Поскольку $\omega = \frac{2\pi}{\lambda\sqrt{\epsilon\mu}}$, формулу (2.11) можно представить в виде

$$\delta = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/4} \quad (2.15)$$

Для меди $\sigma = 5,14 \cdot 10^7$ см/м. Для световых волн ($\lambda = 1$ мкм) глубина проникновения $\delta = 4$ нм, т.е. говорить о распространении света в проводнике не

имеет смысла. Однако уже для радиоволн ($\lambda = 10^3$ м) глубина проникновения составляет $\delta = 2,5$ мм. Естественно, что эти оценки примерно указывают те толщины листового металла, которые необходимы для экранирования соответствующих длин волн. Отметим, что электромагнитные волны, особенно низкочастотные ($\omega\varepsilon/\sigma \ll 1$), хорошо отражаются от металлов. Это отражение, как ни странно, физически связано с затуханием электромагнитной волны в тонком поверхностном слое металла (2.13). Волна затухает в металле на глубине порядка λ , поэтому она не успевает передать значительную часть своей энергии свободным электронам и почти полностью отражается. Интересно отметить, что и фазовая скорость в проводящей среде уменьшается. Действительно,

$$v = \frac{k}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2} \quad (2.16)$$

Следовательно, фазовая скорость электромагнитной волны в проводнике меньше, чем в непроводящей среде с тем же значением ε (при одинаковых магнитных проницаемостях), т.е. наличие в среде проводимости уменьшает фазовую скорость.

Длина волны в проводящей среде равна

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} \left\{ \frac{2}{[1 + (\sigma/\omega\varepsilon)^2]^{1/2} + 1} \right\}^{1/2}, \quad (2.17)$$

т.е. уменьшается по сравнению с длиной волны в непроводящей среде с теми же значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями.

Комплексное волновое число целесообразно представить в виде

$$\tilde{k}(\omega) = k(\omega) \exp(i\varphi), \quad k(\omega) = \sqrt{k^2 + s^2}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{s}{k} \quad (2.18)$$

Тогда первое уравнение из (1.39) может быть записано в виде

$$\vec{B} = \frac{k(\omega)}{\omega} \exp(i\varphi) [\vec{k}_0, \vec{E}], \quad (2.19)$$

\vec{k}_0 - единичный вектор в направлении распространения волны, в данном случае в направлении оси x , вектора \vec{B} и \vec{E} перпендикулярны этой оси.

Из соотношений (2.10) и 2.19 следует, что электрический и магнитный вектора электромагнитной волны в проводящей среде колеблются с разностью фаз φ

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx)] \\ \vec{B} &= \frac{k(\omega)}{\omega} [\vec{k}_0, \vec{E}_0] \exp(-sx) \exp[-i(\omega t - kx - \varphi)] \end{aligned}$$

Причем, учитывая (2.9) и $\sigma/\varepsilon\omega \gg 1$ получаем

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{s}{k} \approx 1 - \frac{\varepsilon\omega}{\sigma} > 0$$

Это означает, что фаза колебаний \vec{B} отстает от фазы колебаний вектора \vec{E} .

3. Поглощение излучения и оптические свойства металлов

Напомним, что коэффициент отражения R и коэффициент пропускания T можно определить как отношение нормальных компонент усредненного по времени вектора Пойнтинга \vec{S} соответствующих волн.

При учете поглощения энергии в средах, формулируя закон сохранения энергии в некотором объеме следует принять во внимание уменьшение потоков энергии в падающей, отраженной и проходящих волнах.

$$T + R + A = 1 \quad (3.1)$$

(A - поглощательная способность вещества.)

В случае, когда электромагнитная волна падает из вакуума (воздуха) на поверхность металла, поступим уже известным способом. Любое соотношение оптики диэлектриков может быть формально перенесено в оптику металлов либо других поглощающих сред простой заменой вещественных величин показателя преломления n и волнового вектора k на комплексные аналоги:

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= n - ik_p \\ \tilde{k}_0 &= k - is \end{aligned} \quad (3.2)$$

Физический смысл коэффициента экстинкции k_p определен выражениями (1.47), (1.48). Введем величину $z = \lambda_0 / (4\pi k_p)$, которая определяет глубину проникновения света в металл, т.е. глубину на которой интенсивность электромагнитной волны уменьшается в e раз.

Для металлов k_p в видимой области спектра обычно порядка единицы. Например, для золота при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность $k_p = 2.82$, $z = \lambda_0 / (4\pi k_p) = \lambda_0 / 35,4$. Таким образом, на протяжении длины волны интенсивность света в золоте убывает в $\exp(35,4) = 2 \cdot 10^{15}$ раз. Очевидно, что пленки металлов с толщиной порядка длины волны, как правило, уже практически не прозрачны для света.

Теперь свяжем оптические константы металлов n , k_p с их электрическими постоянными σ , ε . Из (2.6) с учетом того, что $n = \sqrt{\varepsilon}$ имеем

$$n^2 = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} = (n - ik_p)^2 \quad (3.3)$$

Разделяя действительную и мнимую части, получим искомую связь оптических констант металла n и k_p , с его электрическими характеристиками σ и ε .

$$\begin{aligned} n^2 k_p^2 &= \varepsilon \\ 2k_p n &= \frac{\sigma}{\omega} \end{aligned} \quad (3.4)$$

В случае идеального проводника $k_p \gg n$, $R = 1$ – вся энергия электромагнитной волны отражается от поверхности металла.

Следует отметить, что отраженные и поглощенные электромагнитные волны формируются не на границе раздела, а в веществе. При этом

для непрозрачных твердых тел доля падающего монохроматического излучения, поглощенного телом, определяется его поглощательной способностью (в случае нормального падения)

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + k_p^2} \quad (3.5)$$

т.е. A также можно вычислить по данным измерений оптических постоянных или комплексного показателя преломления.

В таблице 1 приведены значения величин n , k_p и R при комнатной температуре для некоторых металлов в видимой и ИК-области.

Таблица 1 Оптические постоянные для некоторых металлов

	$\lambda = 0,5$ мкм			$\lambda = 5,0$ мкм		
	n	k_p	$R, \%$	n	k_p	$R, \%$
Cu	1,06	2,70	63,2	3,1	32,8	98,9
Ag	0,11	2,94	95,5	2,4	34,2	99,2
Au	0,50	2,04	68,8	3,3	35,2	98,95
Zn	-	-	-	3,8	26,2	97,9
Al	0,50	4,59	91,4	6,7	37,6	98,2
In	-	-	-	9,8	32,2	96,6
Sn	0,78	3,58	80,5	8,5	28,5	96,2
Pb	1,70	3,30	62,6	9,0	24,8	95,0
Ti	2,10	2,82	52,5	3,4	9,4	87,4
Nb	2,13	3,07	56,0	8,0	27,7	96,2
V	2,65	3,33	56,6	6,6	17,5	92,7
Mo	3,15	3,73	59,5	4,25	23,9	97,2
W	3,33	2,96	51,6	3,48	21,2	97,0
Fe	1,46	3,17	63,7	4,2	12,5	90,8
Co	1,56	3,43	65,9	4,3	14,6	92,9
Ni	1,54	3,10	61,6	4,95	18,5	94,8
Pt	1,76	3,59	65,7	7,7	20,2	93,7

Очевидно, что $A = A(\omega, T, \sigma)$ является функцией частоты падающего излучения, температуры и электропроводности материала.

Сопоставление данных этой таблицы со значениями электропроводности (3.4) не дает удовлетворительного результата, что не является неожиданным. При выводе формул (3.4) исходили из представления о том, что электроны проводимости металла могут считаться свободными. Оптические явления, относящиеся к видимой и УФ области, зависят заметным образом от связанных электронов. Современная квантовая теория позволяет получить соотношения, которые хорошо согласуются с результатами опытов.

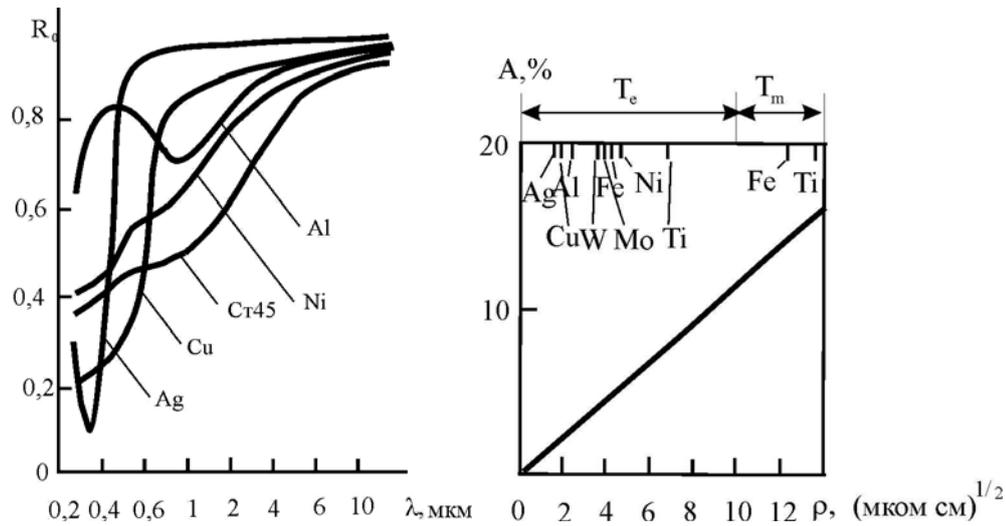


Рис.10. а – зависимость отражения R от длины волны. б – зависимость A от l/σ для некоторых металлов при $\lambda = 1$ мкм

Поскольку в длинноволновой области спектра (область низкочастотного нормального скин-эффекта) $\omega \ll \gamma$, $\frac{\sigma}{\omega} \gg \varepsilon$, и $\chi_0 = n = \sqrt{\sigma/\omega}$, то для поглощательной способности можно получить известные формулы Друде

$$A = \frac{4n}{2n^2} = \frac{2}{n} = 2\left(\frac{\omega}{\sigma}\right)^{1/2} = 2(\omega\rho)^{1/2} \quad (3.6)$$

где ρ — статическое электрическое сопротивление. При этом $A = 0,01 \div 0,1$. Вследствие затухания световой волны в металле обычно $A \ll R$.

Следует подчеркнуть, что формулы (3.5) справедливы лишь в длинноволновой области спектра ($\lambda > 100$ мкм). Однако для некоторых материалов соотношения (3.5) справедливы и в области $1 < \lambda < 10$ мкм. При выполнении условия $\gamma \leq \omega \ll \omega_p$ (область высокочастотного нормального скин-эффекта) имеем из формулы (3.5) в высокочастотной области спектра $n \ll k_p$, т.к.

$$k_p = \frac{\omega_p}{\omega} \gg 1, \text{ а } n = \frac{\gamma\omega_p}{2\omega^2} \leq 1$$

С учетом последних соотношений поглощательная способность металлов практически не зависит от частоты падающего лазерного излучения и A определяется только электрическими свойствами материалов

$$A \approx \frac{4n}{k_p^2} \approx \frac{2\gamma}{\omega_p} \approx 1,0 \quad (3.7)$$

Очевидно, что нормальный скин-эффект наблюдается при строгом выполнении дифференциального закона Ома $\vec{j} = \sigma\vec{E}$. В этом случае толщина скин-слоя всегда больше длины свободного пробега электрона l_0 ($l_0 \ll \delta$). Поглощение электромагнитных волн носит объемный характер. При этом типичная зависимость A от частоты падающего потока имеет вид

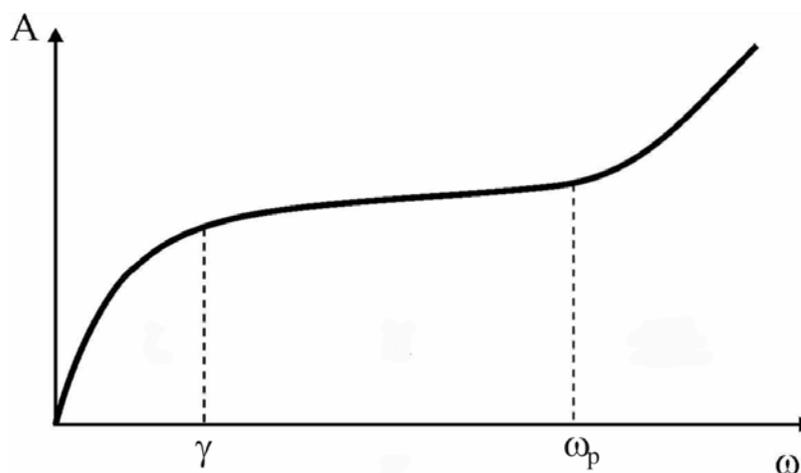


Рис. 11. Теоретическая зависимость поглощательной способности металла от частоты.

Для благородных металлов поглощательная способность ($A \approx 0,1 \div 0,2$) очень слабо зависит от частоты, но является функцией температуры $A = f(T)$. Для переходных металлов при $\lambda > 1$ мкм $A \approx 0,3 \div 0,5$, поскольку определяется не только взаимодействием световой волны со свободными электронами, но и внутренним фотоэффектом за счет межзонных переходов. Температурная зависимость поглощательной способности пропадает, т.к. частота межзонных переходов не зависит от T . Подобные закономерности наблюдаются и для алюминия. При $\lambda \geq 2 \div 3$ мкм все металлы обладают большим R , соответственно A мало ($\approx 0,1$). При этом, если $\omega > \gamma$, то $A \sim T$, а при переходе в область высоких частот $A \sim \sqrt{T}$.

Более подробно остановимся на физических процессах, происходящих при поглощении световой волны, в том числе и лазерного излучения в тонком поверхностном скин-слое ($\sim 10^{-8}$ м).

Как электрические, так и теплофизические свойства металлов в первую очередь определяются свободными электронами. В зависимости от концентрации электронов проводимости N и длины волны падающего светового потока λ можно считать, что электроны свободны, если $N \gg 1/\lambda^3$ и модель свободных электронов не работает при $N \ll 1/\lambda^3$. Для металлов $N = 10^{28}$ м⁻³, $\lambda \approx 10^{-6}$ м для широко применяемых технологических лазеров (CO_2 , АИГ: Nd^{+3} YAG: и т. д.) и, следовательно, модель свободных электронов при описании поглощения света работает всегда. Как известно, практически во всем диапазоне температур, электронный газ в металлах является вырожденным, его функция распределения мало отличается от функции распределения при абсолютном нуле (рис.2.15).

Энергия Ферми E_F для металлов весьма велика. Например, для меди $E_F = 7,1$ эВ, для серебра $E_F = 5,5$ эВ. По этой причине тепловому воздействию подвергаются электроны, энергия которых лежит в узком энергетическом интервале $\approx 2kT$, непосредственно расположенным вблизи уровня Ферми.

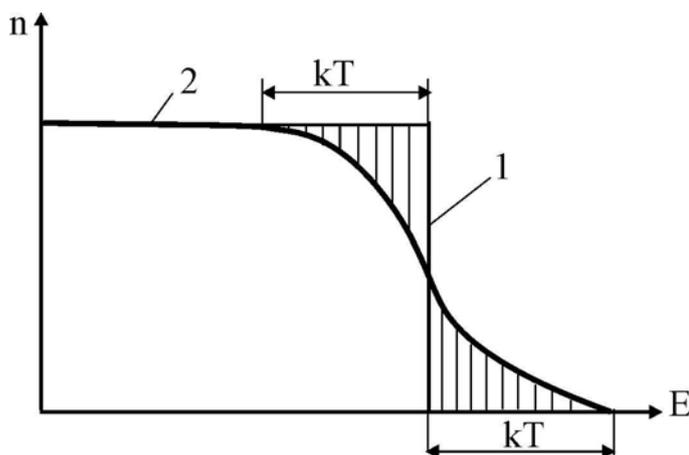


Рис. 12. Распределение электронов по состояниям при $T = 0$ (кривая 1) и при $T > 0$ (кривая 2) заполнение энергетических уровней (возбужденные состояния вследствие теплового движения показаны штриховкой)

Концентрацию электронов, которые поглощают падающее на металл излучение, можно оценить с помощью соотношения $N = h\nu N_0 / E_F$, где $N_0 = 10^{28} \text{ м}^{-3}$ - число электронов проводимости в металле, E_F - энергия Ферми, ν - частота падающего света. Например, для рубинового лазера $h\nu = 1,7 \text{ эВ}$ то есть в меди тепловому воздействию подвергаются $N/N_0 = 25 \%$ всех электронов проводимости.

Поглощение света электронами повышает их энергию. Часть поглощенной энергии электроны передают при столкновении другим электронам, ионам решетки и дефектам кристаллической решетки (дислокациям, границам зерен и т.д.). Эффективность столкновений, величина которой определяет разогрев металла, будет зависеть от частиц, между которыми происходит обмен энергией. При этом $\nu_{ee} > \nu_{ei} > \nu_{ep}$, где ν_{ee} - частота столкновений электрон - электрон, ν_{ep} - частота столкновений электронов с примесями и дефектами в металле, ν_{ei} - частота столкновений электронов с фононами, которые рождаются в металле при движении свободных электронов, скорость которых выше, чем скорость звука в металле. Фононы представляют собой акустические волны, которые и передают энергию электронов решетке. Такой механизм вполне реален, т.к. энергия Ферми электронов в металлах, которая является энергией поступательного движения свободных электронов, высока, высока, соответственно, и скорость Ферми $v_F = (2E_F/m)^{1/2} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, в то время, как скорость звука $v_3 = 10^3 \text{ м/с}$.

Электрону, получившему избыток тепловой энергии вследствие поглощения кванта света, часто недостаточно одного столкновения для передачи избыточной энергии, т.е. процесс релаксации энергии может быть многостадийным, и, следовательно, носит диффузионный характер. По этой причине перераспределение энергии происходит не в скин-слое ($\delta = 10^{-8} \text{ м}$), а в слое l_α

$$l_\alpha = \sqrt{D/\nu_{ee}} = 10^{-7} \text{ м},$$

где D - коэффициент диффузии электронов. При этом происходит нагрев металла. Далее тепло, поглощенное в слое l_α , механизмами теплопроводности передается в глубь материала. Характерные времена передачи поглощенной энергии металлу

$$\tau = \frac{1}{v_{ei}} = 10^{-12} \div 10^{-11} \text{ с.}$$

Однако, в ряде случаев скорость Ферми столь велика, что свободный пробег электрона становится меньше толщины скин-слоя $l_\alpha \ll \delta$. Именно в этом случае и наблюдается аномальный скин-эффект. Очевидно, что в этих условиях поглощение световых потоков, падающих на материал, уже будет определяться не только процессами в объеме вещества, но и приповерхностными явлениями. Следовательно, поглощательную способность материала можно представить в виде

$$A = A_v + A_s \quad (3.8)$$

где $A_v = 2\gamma/\omega_p$ - объемная поглощательная способность, а $A_s = \frac{3}{4} p \frac{v_F}{c}$ - поверхностная поглощательная способность. Параметр p существенно зависит от шероховатости поверхности, определяется диффузным рассеянием электронов на поверхности ($0 \leq p \leq 1$). При этом поверхностное поглощение $A_s \ll A_v$ начинает играть существенную роль лишь в оптически тонких слоях. Например, в многослойных диэлектрических покрытиях зеркал для лазеров.

4. Поглощение света и передача энергии в полупроводниках

В случае полупроводников процесс поглощения света более сложен, чем в металлах. В полупроводниках, имеющих при комнатной температуре незначительную концентрацию свободных электронов, поглощение света определяется, в основном, связанными электронами (имеются в виду собственные полупроводники). Сильно поглощать излучение на частоте ω будут лишь те полупроводники, для которых энергия кванта $\hbar\omega$ больше ширины запрещенной зоны E_g .

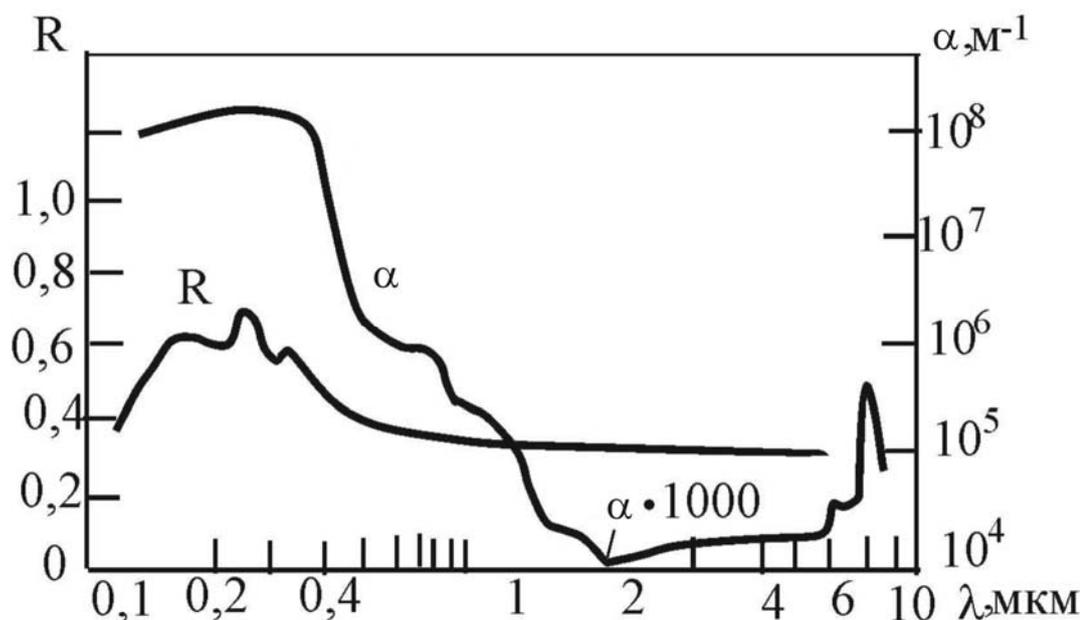


Рис. 13. Экспериментальные зависимости $R(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ для кристаллического кремния.

Зависимости оптических характеристик полупроводников от длины волны имеют сложный характер, что связано со сменой механизмов поглощения при изменении длины волны. На рис. 13 приведены экспериментальные спектры отражения и поглощения кремния. Как следует из рис. 13, в кристалле *Si* поглощение света с длиной волны $\lambda > 1$ мкм мало, хотя коэффициент отражения достаточно велик. При $\lambda < 1$ мкм поглощение в кристаллическом кремнии резко возрастает. В ближнем ультрафиолетовом диапазоне при условии $\omega > \omega_p$ значение R и k_p снова падает, как и в металлах.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда $\hbar\omega > E_g$ и обеспечиваются условия сильного поглощения – поглощающие полупроводники.

4.1. Оптические процессы в поглощающих полупроводниках

У всех полупроводников (см., например, рис. 13) существует широкая спектральная область интенсивного поглощения, ограниченная со стороны длинных волн резким краем. Это обусловлено тем, что поглощение фотонов с достаточно большой энергией сопровождается переходами электронов из ва-

лентной зоны в зону проводимости. Свет же с частотой $\omega < E_g/\hbar$ проходит сквозь собственный (не содержащий примесей) полупроводник, не вызывая фотоионизации. Возрастание коэффициента поглощения для фотонов с энергиями $\hbar\omega > E_g$, позволяет оценить значение ширины запрещенной зоны. Неточность в значении E_g обычно не превышает 0,03 эВ для монокристаллических образцов. Данные об оптической ширине запрещенной зоны ряда полупроводников приведены в таблице 2.

Таблица 2

Ширина запрещенной полосы некоторых полупроводников, определенная оптическим методом.

Вещество	300 К, эВ	E_g при 0 К, эВ	Вещество	E_g , 300 К, эВ	E_g при 0 К, эВ
Si	1,09	1,14	GaP	2,24	2,4
Ge	0,66	0,75	GaAs	1,45	1,53
InP	1,25	1,34	GaSb	0,70	0,80
InAs	0,35	0,45	AlSb	1,60	1,70
InSb	0,175	0,25			

Следует отметить, что ширина запрещенной зоны полупроводников зависит от температуры (см. рис. 14). Эту зависимость связывают, в первую очередь, с температурным изменением размеров элементарной ячейки кристалла. На основе представлений квантовой теории о возникновении зон разрешенной энергии из атомных уровней при сближении атомов удается качественно объяснить как сужение запрещенной зоны при возрастании температуры, характерное для большинства полупроводников, так и обратный эффект, имеющий место, например, в кристаллах типа *PbS*.

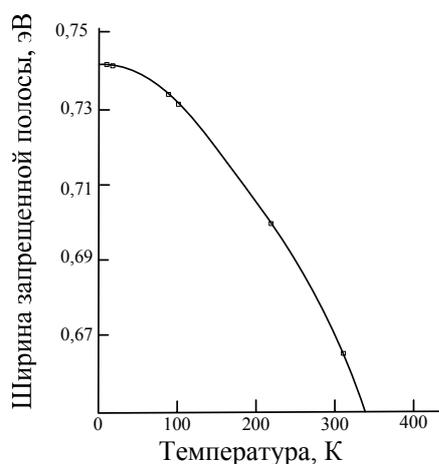


Рис. 14. Зависимость «оптической» ширины запрещенной полосы германия от температуры

Наличие полос поглощения (селективного поглощения) вблизи края основной полосы объясняют существованием экситонного механизма поглоще-

ния света. Экситон можно представить себе как возбужденное состояние, переходящее от одной ячейки кристалла к другой, или как систему, состоящую из электрона и положительной дырки, напоминающую атом водорода.

Представление о возбужденных состояниях электронной системы кристалла, не связанных с локализованными центрами, было выдвинуто Я.И. Френкелем, предложившим для обозначения таких состояний термин «экситон». Поглощение света в дополнительной полосе не сопровождается возникновением фотопроводимости. Из этих представлений следует, во-первых, что движение экситона в кристалле не создает электрического тока и, во-вторых, что для образования экситона необходима меньшая энергия, чем для генерации пары свободных носителей – электрона и дырки.

Экситон может окончить свое существование либо в результате теплового «довозбуждения», т.е. термической диссоциации, сопровождающейся возникновением электрона и дырки, либо отдавая свою энергию решетке. Возможно также исчезновение экситона с испусканием фотона. Этот процесс является своеобразным случаем излучательной рекомбинации неравновесных носителей.

Неселективное поглощение свободными электронами, отчетливо наблюдаемое в широкой длинноволновой области спектра ($\hbar\omega < E_g$), обусловлено переходами электронов внутри одной зоны, например зоны проводимости (часто это поглощение не совсем точно называют «поглощением свободными носителями»). Коэффициент поглощения в этом случае приблизительно пропорционален концентрации свободных носителей. Как правило, их концентрация незначительна, по порядку величины она составляет $\sim \exp(-2E_g/kT)$ от концентрации электронов, участвующих в процессе собственного поглощения. Вследствие экспоненциальной зависимости количества электронов проводимости от температуры поглощение этого типа резко возрастает при увеличении температуры.

В действительности, для носителей в совершенной периодической решетке, не возмущенной тепловым движением, в соответствии с законом сохранения импульса (правило отбора $\bar{k}_i \approx \bar{k}_f$, $\bar{k}_i \approx \bar{k}_f$) переходы в одной зоне являются запрещенными. Однако тепловые колебания и структурные нарушения, с которыми могут взаимодействовать носители тока, обуславливают возможность переходов внутри зоны.

Используя подход аналогичный примененному для расчета коэффициента поглощения свободными электронами в металле, можно показать, что

$$\alpha \sim \lambda^2. \quad (4.1)$$

Если учитывать взаимодействие электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне с решеткой, а также влияние примесей и дефектов

$$\alpha \sim \lambda^{3/2}. \quad (4.2)$$

В случае очень высоких концентраций ионизованных примесных центров, коэффициент поглощения α должен зависеть от длины волны, как $\lambda^{7/2}$; при этой длине волны коэффициент поглощения должен быть пропорционален квадрату концентрации примесных центров.

В отличие от поглощения, описанного выше и характеризуемого монотонным возрастанием α с длиной волны, в определенных случаях возможно существование сравнительно узких спектральных полос поглощения, также связанных с взаимодействием излучения с носителями тока. Наиболее изученным случаем селективного поглощения носителями тока является поглощение дырками в кристаллах Ge. Было установлено, что в области за краем основной полосы поглощения, вблизи 3,4 мкм и 4,7 мкм, а также при длинах волн, превышающих 10 мкм, имеют место полосы поглощения, интенсивность которого пропорциональна концентрации дырок.

В отличие от кристаллов Ge, несмотря на большое сходство в структуре валентных зон, в кристаллах Si селективного поглощения дырками практически не наблюдается. Исследование ИК-спектров поглощения некоторых из интерметаллических соединений, например GaSb и InAs, указывает на наличие селективного поглощения свободными носителями, по-видимому, так же, как и в Ge, связанного с переходами между ветвями сложной валентной зоны

При достаточно низких температурах электроны из зоны проводимости вымораживаются на примесные центры. При поглощении фотонов, обладающих энергией $E = \omega\hbar \approx E_p$, эти электроны могут быть опять возбуждены (заброшены) в зону проводимости. По величине энергии ионизации примесные состояния условно разделяют на «глубокие» и «мелкие».

Обычно поглощение на примесях проявляется в виде широкого непрерывного спектра, простирающегося до края основной полосы поглощения. Охлаждая полупроводник до температуры жидкого гелия, спектр поглощения можно сузить в отдельные линии.

ИК-поглощение глубокими уровнями. Глубокими уровнями обычно называют те уровни, вероятность термической ионизации которых при комнатной температуре мала.

Существование примесных центров или дефектов структуры с глубокими уровнями часто определяет такие основные физические характеристики полупроводника, как скорость рекомбинации неравновесных носителей, спектральную область фотопроводимости, а также спектр люминесценции.

Естественно ожидать, что за длинноволновым краем полосы собственного поглощения может наблюдаться поглощение, связанное с фотоионизацией или возбуждением глубоких уровней. Такое поглощение действительно наблюдается в полупроводниках с широкой запрещенной полосой (CdS, ZnS), а также в кристаллах кремния, в которых путем облучения быстрыми электронами или нейтронами созданы структурные дефекты. Глубокие уровни часто соответствуют вторичной и т.д. ионизации примесного атома или дефекта. В наиболее изученных полупроводниках (германий и кремний) энергию ионизации большинства глубоких примесных уровней, обусловленных атомами Au, Fe, Co и других элементов, определили не по данным оптического поглощения, а путем электрических измерений или по спектральной зависимости примесной фотопроводимости.

Поглощение света при возбуждении колебаний кристаллической решетки. Так же, как и при возбуждении колебаний с участием атомов примесей, поглощение света вследствие возбуждения колебаний кристаллической решетки не сопровождается фотоионизацией. Этот тип поглощения характерен для ионных кристаллов, каждый из которых имеет, обычно в далекой ИК-области, полосу интенсивного поглощения и несколько смещенный относительно нее максимум отражательной способности.

Интенсивность полос не зависит от типа и концентрации электрически активных примесей. Показано, что интенсивность поглощения в этих полосах пропорциональна среднему квадратичному смещению атомов при тепловом возбуждении. Для объяснения причины существования полос поглощения полагают, что тепловое движение атомов (или наличие структурных дефектов) деформирует распределение заряда в кристалле, создавая электрические диполи, с которыми может взаимодействовать падающее ИК-излучение.

Рекомбинация и захват электронов и дырок в полупроводниках. Анализ явлений захвата и рекомбинации носителей, связанных с локальными центрами и дефектами, удобно провести на основании схемы соответствующих электронных переходов, приведенной на рис. 15. Переходы 1, 2 и 3 (рис. 15а) соответствуют поглощению света: в основной полосе – 1 и локализованными примесями – 2, 3. В случае 1 возникает пара свободных носителей, в случае 2 – свободный электрон и связанная (локализованная) дырка, в случае 3 – свободная дырка и связанный электрон. Электронные переходы, соответствующие возникновению экситонов или возбужденных примесных центров, а также внутрizonные переходы не указаны, так как они не сопровождаются появлением свободных носителей.

Возникшие в результате фотоионизации неравновесные электроны и дырки существуют до тех пор, пока они не будут захвачены примесными центрами. Этот процесс обычно является более вероятным, чем непосредственная рекомбинация или образование экситона. Центры, способные захватывать свободные носители (ловушки), разделяют на: центры прилипания (в случае, если захваченный носитель имеет большую вероятность обратного термического возбуждения в свободное состояние по сравнению с вероятностью рекомбинации на центре с носителем противоположного знака), и рекомбинационные центры (если наиболее вероятной для захваченного носителя является рекомбинация с носителем противоположного знака).

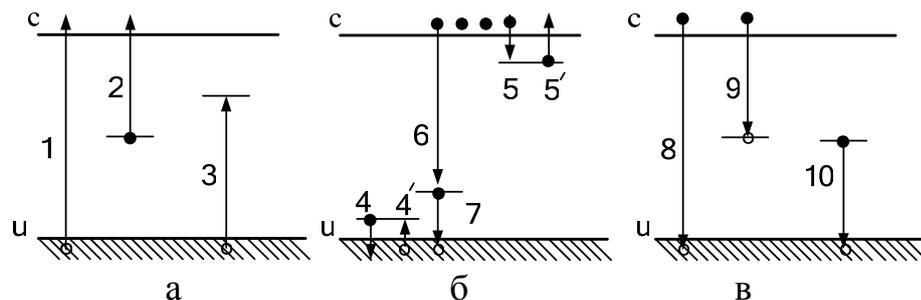


Рис. 15. Электронные переходы в полупроводнике с локальными центрами: а – фотоионизация, б – захват носителей, в – рекомбинация

Вообще говоря, центр с энергетическим уровнем вблизи одной из зон обычно действует как центр прилипания, а центр с уровнем вблизи середины запрещенной полосы – как рекомбинационный центр. Различие между центрами прилипания и рекомбинационными центрами определяется соотношением вероятностей термического освобождения и рекомбинации.

Переходы 4 и 4' и 5 и 5' на рис. 15 б обозначают захват и термическое освобождение носителей; переход 6 соответствует захвату электрона рекомбинационным центром, а электронный переход 7 – захвату дырки.

При одной температуре или уровне возбуждения центр может действовать в качестве центра прилипания, а при других условиях – в качестве центра рекомбинации.

На схеме рис. 15 в обозначены три основных электронных перехода, соответствующих рекомбинации: во первых, свободный электрон может непосредственно рекомбинировать со свободной дыркой (переход 8). Переходы этого типа обычно являются излучательными, т.е. освобождающаяся энергия излучается в виде фотона с энергией, примерно равной ширине запрещенной зоны. Вероятность непосредственной рекомбинации обычно очень мала и не определяет средних значений времени жизни неравновесных носителей.

Более вероятным процессам рекомбинации соответствуют переходы типа 9, т.е. захват электрона центром, вблизи которого находится связанная с ним дырка, или типа 10, т.е. захват дырки центром, вблизи которого локализован электрон. Эти переходы также могут быть излучательными.

Таким образом, возвращение электронной системы кристалла из возбужденного состояния в равновесное может сопровождаться люминесценцией (которую называют также «рекомбинационным излучением» полупроводников). Вероятность, т.е. «скорость» рекомбинации в значительной мере определяется тем, каким способом преобразуется энергия возбужденных (неравновесных) носителей. Возможны различные процессы преобразования или рассеяния энергии неравновесных носителей, в том числе: испускание света (фотонов); передача энергии возбуждения кристаллической решетке, т.е. испускание фононов; передача избытка энергии двух рекомбинирующих носителей третьему носителю, т.е. процесс, обратный ударной ионизации. Этот процесс называют «ударной рекомбинацией» или эффектом Оже.

Разумеется, возможны и комбинации двух процессов передачи энергии, например, испускание фотона и одновременное возбуждение фононов.

В случае, когда возникает несколько фононов, они могут появляться либо одновременно, либо последовательно (каскадом) по мере того, как захватываемый локальным центром носитель приближается к центру, а затем движется вблизи центра, то испуская, то поглощая фононы до тех пор, пока не произойдет захват или пока носитель не удалится вновь от центра.

Рекомбинация и захват носителей центрами на поверхности полупроводников. Поверхность полупроводника представляет собой неизбежное макроскопическое нарушение периодичности кристаллической решетки. На электронные процессы на поверхности и вблизи поверхности полупроводника

оказывают влияние не только сами центры захвата и рекомбинации, но и состояние области пространственного заряда, которая обусловлена существованием поверхностных локальных центров. Такие центры могут быть связаны как непосредственно с обрывом периодичности (уровни Тамма), так и с адсорбированными атомами или молекулами.

Влияние примесей на скорость рекомбинации носителей тока. Наиболее эффективно повышают темп рекомбинации носителей тока примеси, которые создают в запрещенной зоне уровни глубокого залегания. Такие примеси способны снижать время жизни неосновных носителей тока до $10^{-7} - 10^{-9}$ с. Поскольку скорость рекомбинации неосновных носителей ограничивается обычно эффективностью их захвата, то определяющее значение в этом процессе имеют те уровни (с наибольшим сечением захвата), концентрация которых максимальна.

В Ge и p-Si акцепторные примеси являются обычно центрами рекомбинации электронов и дырок, поскольку в большинстве случаев сечение захвата ими основных носителей намного превышает значение этого параметра для неосновных носителей.

Рекомбинационный захват носителей локальными центрами. В подавляющем большинстве случаев время жизни неравновесных носителей в полупроводниках определяется не прямой рекомбинацией, а наличием дефектов, в первую очередь – локальных центров в кристаллах.

В отличие от прямой рекомбинации, скорость которой определяется концентрациями носителей и одной константой (вероятностью), процесс рекомбинации на локальных центрах определяется также степенью их заполнения. Степень заполнения связана с концентрацией свободных носителей через вероятность (эффективное поперечное сечение) захвата электрона незанятым центром и эффективное сечение захвата дырки центром, на котором локализован электрон.

В таблице 3 приведены значения n и ε для элементов IV группы системы Менделеева и некоторых их интерметаллических соединений типа A^3B^5 .

Таблица 3. Значения n и ε для некоторых полупроводников.

	n	ε		n	ε
Алмаз	2,417	5,9	InSb	3,988 *)	15,9
Si	3,446 *)	11,8	GaP	2,97 **)	8,4
Ge	4,006 *)	16,0	GaAs	3,348 *)	11,1
InP	3,37 **)	10,9	GaSb	3,748 *)	14,0
InAs	3,428 *)	11,7	AlSb	3,188 *)	10,1

* метод призмы, ** данные об отражении.

4.2. Процессы передачи энергии в поглощающих полупроводниках

При анализе теплового действия лазерного излучения на полупроводники выделяют следующие механизмы поглощения света:

1) Собственное (межзонное) поглощение света ($\hbar\omega > E_g$). В этом случае один из валентных электронов становится свободным, одновременно образуется

дырка (образуется электронно-дырочная пара). Процесс межзонного поглощения это внутренний фотоэффект, при этом коэффициент поглощения составляет $\alpha_1 \approx 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-1}$

2) Внутризонное поглощение (поглощение свободными носителями – электронами и дырками). По своей сути аналогично поглощению свободными электронами в металле, отличие лишь в концентрации свободных носителей, которая в равновесном состоянии невелика ($n \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Коэффициент этого поглощения $\alpha_2 \sim n_{e,p}$, электрон-ионного взаимодействия – $\tau_{ei} \sim 10^{-13} \text{ с}$, $\alpha_2 \sim \lambda^2$.

3) Примесное поглощение – участвуют энергетические состояния в запрещенной зоне ($\hbar\omega < E_g$), $\alpha_3 \leq 10 \text{ см}^{-1}$.

4) Решеточное (остаточное) поглощение. Оно имеет место тогда, когда свет взаимодействует непосредственно с ионами полупроводника $\nu_{at} \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ с}^{-1}$ – частота колебаний решетки (ИК диапазон). При этом электронная подсистема остается незадействованной. Иначе, это взаимодействие фотона с фононом (оно квантовано, но линии довольно широкие); $\alpha_4 \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ (в резонансе).

В зависимости от того, с помощью какого механизма и в каком виде высвобождается энергия возбужденного носителя, можно выделить основные виды рекомбинации.

1. Излучательная рекомбинация – результатом которой является возникновение световых квантов. Вероятность излучательной рекомбинации может быть рассчитана как квантовомеханически (для водородоподобных и для глубоких уравнений), так и на основе применения принципа детального равновесия – для центров с различными сечениями. Известна зависимость излучательной рекомбинации от сильного электрического поля, от слабых и сильных световых потоков, а также от упругой деформации.

2. Безызлучательная рекомбинация - выделяющаяся при переходе неравновесного носителя на локальный центр энергия переходит в энергию тепловых колебаний решетки. Вероятность безызлучательной рекомбинации сильно зависит от глубины залегания уровня. Возможны однофононные процессы. В случае если центр глубокого залегания имеет значительное число возбужденных состояний, захваченный носитель может «рассеять» свою энергию, опускаясь последовательно «по лестнице» возбужденных состояний.

3. Ударная рекомбинация характеризуется передачей энергии, высвобождающейся при рекомбинации другому носителю, который рассеивает ее впоследствии при взаимодействии с колебаниями решетки. Ударная рекомбинация представляет собой процесс, обратный процессу ударной ионизации. Процесс ударной рекомбинации может играть существенную роль в Ge, причем сечения захвата в этом случае должны быть пропорциональными концентрации носителей тока. Независимость сечения захвата от концентрации показывает, что, по крайней мере, до концентраций $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ударная рекомбинация не является доминирующей, но становится ею при высоких уровнях возбуждения.

Рассмотрим собственное поглощение, $\hbar\omega > E_g$. Начальная стадия процесса воздействия связана с переходом электронов валентной зоны в зону прово-

димости (внутренний фотоэффект) (см. рис. 16). При межзонном поглощении энергия поглощенного кванта в кинетическую практически не превращается, а становится потенциальной энергией. В тепло за счет столкновений может перейти энергия $\varepsilon_{\min} \approx \hbar\omega - E_g$ (время перехода $\tau_{ee} \sim 10^{-13}$ с). Потенциальная энергия неравновесных электронов $\varepsilon_{pot} \approx E_g$ в тепло просто так не переводится. Рост концентрации неравновесных электронов ограничивается процессами рекомбинации, а также амбиполярной диффузией, обусловленной градиентом концентрации неравновесных носителей (электронов и дырок) в зоне воздействия лазерного излучения.

Процессы безызлучательной рекомбинации переводят в тепло ε_{nom} . Время безызлучательной рекомбинации $\tau_{pek} \sim 10^{-10} - 10^{-2}$ с (диапазон может быть и шире). Междузонная излучательная рекомбинация переводит потенциальную энергию неравновесных носителей ε_{nom} в кванты излучения, которые либо покидают полупроводник, либо вновь поглощаются в нем.

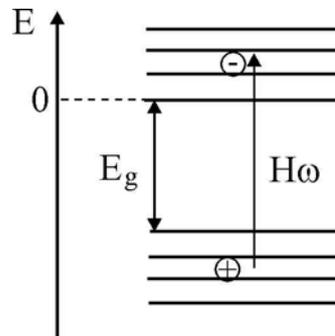


Рис. 16. Запрещенная зона полупроводника.

Таким образом, в полупроводниках имеются быстрые процессы перевода излучения в тепло ($\varepsilon_{kin} \rightarrow$ тепло) и медленные процессы ($\varepsilon_{nom} \rightarrow$ тепло).

Как было сказано выше, поглощение излучения свободными электронами проводимости в полупроводниках происходит при ($\hbar\omega > E_g$), т.е. за краем полосы собственного поглощения. Как правило, оно незначительно, поскольку мала концентрация свободных носителей. Воздействие лазерного излучения на полупроводник приводит к появлению неравновесных свободных электронов, которые существуют пока идет процесс фотовозбуждения. Концентрация этих носителей может достигать 10^{19} см⁻³ и более.

Увеличение концентрации свободных электронов изменяет электрические и оптические характеристики полупроводников, в частности их отражательную способность. При поглощении излучения свободными носителями возможен «разогрев» первоначально малого количества электронов в зоне проводимости, что ведет к увеличению концентрации электронов в результате термической ионизации валентной зоны, т.е. может иметь место самоускоряющийся процесс разогрева вещества.

В этом случае полупроводник по своим оптическим свойствам приближается к металлам – его отражательная способность возрастает. Так, для германия она удваивается при плотности мощности $q \sim 10^7$ Вт/см², а коэффициент поглощения достигает значений $10^4 - 10^5$ см⁻¹. Одновременно изменяется частота электрон-ионной релаксации ν_{ei} , приближаясь к аналогичной для металлов.

Поглощение светового излучения примесными центрами также зависит от соотношения энергии кванта $h\nu$ и «энергетического» расстояния между примесным уровнем и дном зоны проводимости или верхним краем валентной зоны. Поглощение этого вида обусловлено концентрацией примесных центров в веществе.

Максимум поглощения излучения решеткой лежит в далекой инфракрасной области ($\sim 10 - 100$ мкм) и для лазерного излучения в видимой и ближней инфракрасной областях спектра большого интереса не представляет. Исключения составляют процессы воздействия непрерывного излучения мощных СО₂-лазеров на металлы в окислительной среде, приводящие к образованию полупроводниковых слоев на поверхности металла. Для прозрачных полупроводников, у которых коэффициент поглощения мал, существенную роль в процессах поглощения излучения и последующего разрушения могут играть различные центры поглощения (скопления примесей, пузырьки газа, микротрещины и т.д.).

Рассмотрим пространственное распределение выделения тепла для различных механизмов поглощения.

Характерная глубина поглощения света $\delta \sim \frac{1}{\alpha_1} = f(\hbar\omega - E_g) \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ см

на этих глубинах происходит генерация свободных носителей.

Выделение тепла ($\epsilon_{ном} \rightarrow$ тепло) происходит на глубине порядка $l \sim \sqrt{D\tau_{pek}} \sim 10^{-4} - 10^{-1}$ см (может быть и больше). На этих же глубинах происходит и переход в тепло энергии, поглощенной свободными носителями.

Перенос энергии от поверхностных слоев полупроводника к его объему осуществляется теплопроводностью. В начальной стадии процесса, когда концентрация свободных электронов в полупроводнике незначительна, преобладает решеточная теплопроводность. По мере роста концентрации n_e все большая часть энергии переносится электронами проводимости, и они вносят существенный вклад в суммарную теплопроводность. Перенос энергии в полупроводниках может также осуществляться с помощью рекомбинационного излучения.

4.2.1. Особенности собственного поглощения

Квантовомеханический анализ вероятности перехода электрона из состояния i в валентной зоне в состояние f в зоне проводимости показывает, что такие переходы возможны только тогда, когда выполняется правило отбора

$$\bar{k}_i + \bar{k} = \bar{k}_f. \quad (4.3)$$

Так как волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях много больше волнового вектора фотона, правило отбора можно выразить как

$$\bar{k}_i \approx \bar{k}_f. \quad (4.4)$$

Таким образом, в соответствии с законом сохранения импульса, разрешены, т.е. могут осуществляться только «вертикальные» переходы без изменения волнового вектора.

Поэтому следует рассматривать явление межзонного поглощения в полупроводниках в координатах энергия – импульс. Энергия перехода должна зависеть от волнового вектора электрона $E = f(k)$. Импульс электрона равен $p = \hbar k$, его энергия – $\varepsilon = \varepsilon_{nom} + \varepsilon_{kun}$. Принимая $\varepsilon_{nom} = 0$, энергию электрона можно представить как

$$\varepsilon_e = \varepsilon_{kun} = \frac{p_e^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \quad (4.5)$$

а энергию дырки

$$\varepsilon_p = -E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p} \quad (4.6)$$

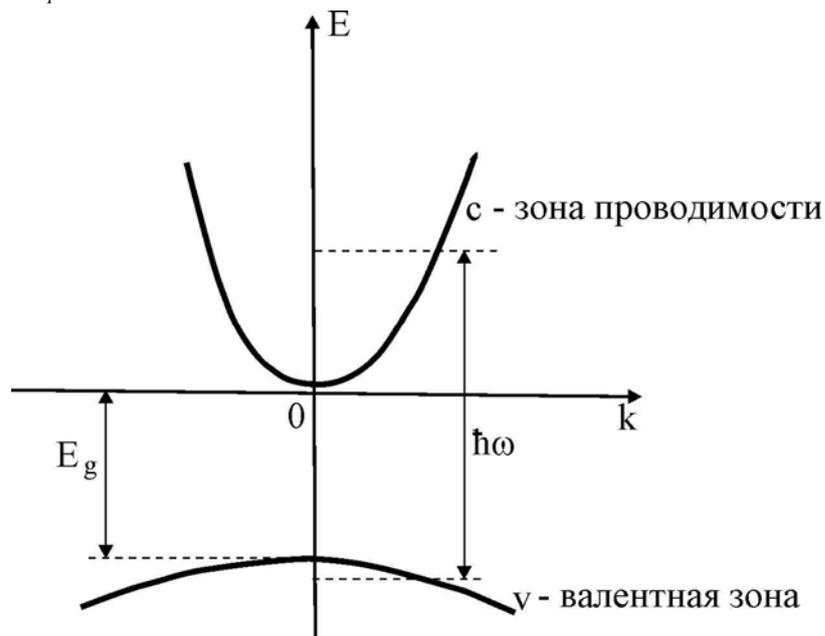


Рис. 17. Схема запрещенной зоны в полупроводнике с прямыми переходами

Пусть $\hbar\omega > E_g$. Очевидно, что при образовании пары электрон-дырка энергия кванта будет равна сумме энергий электрона и дырки

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_p} \right) \quad (4.7)$$

Из выражения (4.7) следует, что в конкретном веществе, когда E_g , m_e , m_p определены, квант света может быть поглощен только носителями с определенным значением волнового числа k . Коэффициент поглощения для пря-

мых переходов можно определить через сумму вероятностей для всех состояний с определенным значением волнового числа

$$\alpha = \sum_i A_i \varpi_i \tilde{n}_p \tilde{n}_e$$

\tilde{n}_p и \tilde{n}_e - число состояний с определенным значением волнового числа для дырки и электрона, A_i - размерный коэффициент, ϖ_i - фермиевский коэффициент заполнения зон. Расчет показывает, что

$$\alpha = \left(2 \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} \right)^{3/2} \frac{e_0^2}{nc_0 \hbar^2 m_e} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (4.8)$$

$m_{e,p}$ - эффективные массы электронов и дырок, e_0 - заряд электрона, n - коэффициент преломления полупроводника.

Для большинства сред с прямозонными переходами для разрешенных прямозонных переходов для оценок можно применять выражение:

$$\alpha = (1-3) \cdot 10^4 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (4.9)$$

α в см^{-1} , $\hbar\omega - E_g$ в электронвольтах.

Для прямозонных запрещенных (с точки зрения квантовой механики) переходов в выражении (4.9) следует степень заменить на $3/2$.

В области энергий фотонов, не достаточных для вертикальных переходов, переходы электронов в зону проводимости все же осуществляются, благодаря тому, что правило отбора (4.4), которое должно строго соблюдаться в идеальном периодическом кристалле, снимается за счет взаимодействия электронов с фононами. Электрон оптически возбуждается из состояния i в c' и переходит из c' в f с одновременным испусканием или поглощением фонона. В результате волновой вектор электрона значительно изменяется и весь процесс в целом можно рассматривать как непрямой переход из i в f с поглощением фотона $\hbar\omega \approx E_g$. У германия и кремния переходы непрямые.

Фонон – частица, которая дает необходимое изменение импульса Δp при непрямых переходах, причем возможно как поглощение, так и испускание фонона.

$$\varepsilon_e + \varepsilon_v = \hbar\omega - E_g \pm \varepsilon_f \quad (4.10)$$

В этом случае:

$$\alpha_{\pm} = A \frac{(\hbar\omega - E_g \pm \varepsilon_f)^2}{\exp(\varepsilon_f/k_0T) - 1} \quad (4.11)$$

$\theta = \frac{\varepsilon_f}{k_0} \sim 100 \div 300$ К – фактор распределения Бозе-Эйнштейна для фононов, k_0 -

постоянная Больцмана. Так, например, при поглощении излучения неодимового лазера кремнием: $E_g = 1,09$ эВ, $\hbar\omega = 1,17$ эВ, $\varepsilon_f = 0,05$ эВ.

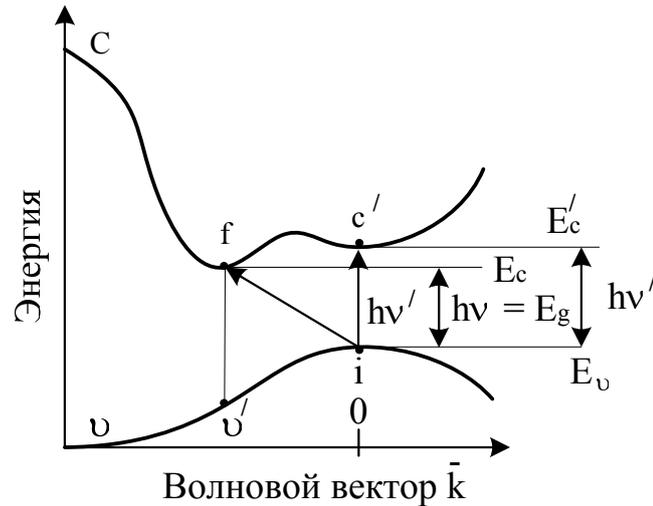


Рис. 18. Схема перехода электрона при не прямых переходах в кристалле германия; v – валентная зона; c – зона проводимости. Сложная структура валентной зоны не показана

При больших температурах T , разлагая экспоненту в ряд, получим, что поглощение пропорционально температуре ($\alpha_{\pm} \approx T$).

Для полупроводника существенно, что для межзонных переходов $n^2 \gg k_p^2$ (то есть $\text{Re } \varepsilon > 0$). Действительно, поскольку $k_p = \frac{\alpha \lambda}{4\pi}$, то, оценивая

максимальное значение, получим $k_{p \max} \sim \frac{10^5 \cdot 10^{-4}}{4\pi} \sim 1$, а показатель преломления n в этом случае равен 3 - 4, то есть $n^2 \gg k_p^2$.

Как следует из сказанного, коллективные эффекты здесь не сказываются, то есть поглощение и преломление света могут рассчитываться порознь (свет преломляется, идет внутрь полупроводника и «изредка» поглощается).

4.2.2. Внутризонное поглощение

Для межзонного поглощения мы считали $k_p \ll n$, поэтому им можно было пренебречь. При анализе внутризонного поглощения так поступать нельзя.

Будем считать, что имеется концентрация свободных электронов n_e . Поэтому существует плазменная частота, отвечающая этой концентрации

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e_0^2}{m_e}.$$

Комплексную диэлектрическую проницаемость полупроводника определим традиционно

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' = (n + ik_p)^2.$$

$$\varepsilon' = n_0^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (4.12)$$

(n_0 - показатель преломления полупроводника, определяемый взаимодействием со связанными электронами, второй член - взаимодействие со свободными электронами).

$$\varepsilon'' = \frac{\omega_0^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \quad (4.13)$$

Из (4.12), (4.13) можно найти, что и показатель преломления и показатель поглощения зависят от концентрации электронов: $n = f_1(n_e)$, $k_p = f_2(n_e)$ - существует зависимость поглощательной способности от n_e .

$$A_0 = \frac{4n_0}{(n_0 + 1)^2 + k_p^2}$$

Показатель поглощения k_p можно не учитывать в силу малости, $A_0 \sim 0,4-0,7$ (в ИК и видимой области).

Сначала рост n_e вплоть до n_{e1} вызывает уменьшение показателя преломления, который приближается к 1 (просветление полупроводника).

$$n_{e1} = \frac{(n_0^2 - 1)}{4\pi e_0^2} m_e \omega^2 \quad (4.14)$$

$$A_{\max} = 1 - \frac{\gamma^2}{16\omega^2} (n_0^2 - 1)^2 \quad (4.15)$$

При дальнейшем облучении просветление сменяется металлизацией: плазменная частота превышает световую $\omega_p > \omega$, ε становится отрицательной ($\varepsilon < 0$), свет будет отражаться, $n > n_1$. Для неодимового лазера $\omega \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $n_0 \approx 3$, $n_{e1} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, почти как у металла.

$$n_{e2} = \frac{(n_0^2 + 1)}{4\pi e_0^2} m_* (\omega^2 + \gamma^2) \quad (4.16)$$

При $A \rightarrow 0$ ($A \ll 1$) $n_{e2} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (как металл).

Для динамической металлизации удобно пользоваться двумя лазерами - один (излучение с большой частотой) металлизует полупроводник, другой (с малой частотой излучения) - отражается.

4.3. Кинетика фотовозбуждения полупроводников лазерным излучением

При анализе процессов фотовозбуждения полупроводников следует учитывать, что в случае лазерного облучения для большинства полупроводниковых материалов предположение об отсутствии пространственного заряда (условие нейтральности) является хорошим приближением во всем объеме материала. Это позволяет допустить равенство концентраций электронов и дырок и игнорировать уравнение Пуассона (последнее может оказаться грубым приближением в случае высокоомных материалов, когда происходит заметное разделение зарядов, что приводит к образованию диффузионной фото-э.д.с.).

В случае высокоомных полупроводниковых материалов можно определить дебаевскую длину экранирования $d = \sqrt{D\varepsilon/\sigma}$, которая имеет смысл диффузионного смещения дырок с коэффициентом диффузии D за время, приблизительно равное ε/σ , т.е. равное характерному времени перераспределения зарядов в материале, рассматриваемом как диэлектрик с некоторой проводимостью σ (максвелловское время релаксации). Для собственного *InSb*, например, в статическом режиме это время порядка 10^{-14} с, что дает дебаевскую длину экранирования $d = 50 \cdot 10^{-10}$ м.

Рассмотрим модельную ситуацию (см. рис. 19). Свет падает на поверхность полупроводника, частично отражается, частично поглощается. Основные характеристики процесса таковы: δ - характерный масштаб затухания света в полупроводнике, $I_0 = \frac{q_0}{\hbar\omega}$ - плотность потока поглощенных фотонов, $I = I_0 A$ - плотность потока фотонов.

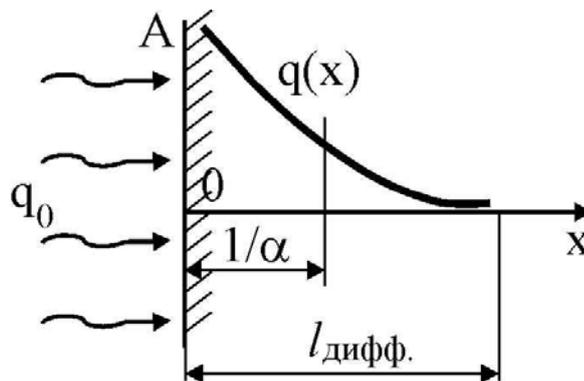


Рис. 19. Схема поглощения света в полупроводнике.

На каждый акт поглощения генерируется носитель (или пара). Концентрацию электронов и дырок считаем одинаковой (n). Скорость генерации носителей можно определить как

$$\frac{\partial n_g(x)}{\partial t} = \alpha(\hbar\omega, n) \cdot I(x)$$

Одновременно идут процессы рекомбинации, за счет которых концентрация носителей уменьшается:

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = -\beta_1 n - \beta_2 n^2 - \beta_3 n^3$$

Этот член описывает убыль (потери) – поглощение носителей на различных центрах рекомбинации, β_1 - параметр (величина обратная времени жизни носителей) при безызлучательной рекомбинации, β_2 - параметр излучательной рекомбинации электрона и дырки, участвуют две частицы, поэтому скорость рекомбинации пропорциональна n^2 (энергия передается фотону), β_3 – величина обратная времени жизни при ударной (Оже) рекомбинации.

Характерные значения параметров: $\beta_1 = 10 - 10^9 \text{ с}^{-1}$, $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\beta_2 = 10^{-15} - 10^{-20} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $n < 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\beta_3 = 10^{-27} - 10^{-33} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$, $n < 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Кроме того, концентрация носителей в области поглощения уменьшается за счет диффузии. Диффузионный поток пропорционален градиенту концентрации $\vec{j} = -D \text{grad } n$. В одномерном случае $j_x = D \partial n / \partial x$. Коэффициент диффузии с учетом того, что, так как диффундируют заряженные частицы, кулоновские силы препятствуют диффузии, можно связать с концентрацией носителей

$$D = \frac{D_p D_e (n_e + n_p)}{D_e n_e + D_p n_p}$$

При одинаковой концентрации электронов и дырок ($n_e = n_p$)

$$D = \frac{2D_p D_e}{D_e + D_p} \quad (4.17)$$

Изменение концентрации носителей за счет диффузии описывает уравнение диффузии, которое при постоянном коэффициенте диффузии имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

С учетом всего сказанного, уравнение баланса носителей примет вид.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha I + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \beta_1 n - \beta_2 n^2 - \beta_3 n^3 \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha I, \quad (4.19)$$

причем коэффициент поглощения зависит от концентрации носителей $\alpha = f(n)$.

Если учитывать эту зависимость, то мы столкнемся с большими трудностями. Поэтому будем считать: $\alpha = \text{const}$, $I(x) = I \exp(-\alpha x)$. Тогда получим:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha I e^{-\alpha x} + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \beta_1 n - \beta_2 n^2 - \beta_3 n^3 \quad (4.20)$$

При начальном $n(t=0) = 0$ и граничном условиях:

$$\frac{\partial n(0)}{\partial x} = 0,$$

которое говорит о том, что нет обмена носителями на облучаемой поверхности, и $n(\infty, t) = 0$ – концентрация носителей вдали от поверхности не меняется.

Проанализируем уравнение (4.20). Первый член уравнения (4.20) ($\alpha I e^{-\alpha x}$) описывает накачку неравновесных свободных электронов. Через некоторое время после включения источника в полупроводнике должно установиться стационарное распределение концентрации свободных электронов N , поскольку накачка компенсируется потерями, которые увеличиваются при росте концентрации носителей. Это время можно оценить как

$$t_{\text{уст}} \sim \frac{N}{\alpha I} \quad (4.21)$$

То есть, через время порядка $t_{\text{уст}}$ распределение носителей в полупроводнике становится стационарным. Это означает, что

$$\frac{\partial n}{\partial t} \rightarrow 0, \text{ а } n \rightarrow N(x).$$

При этом из (4.21) получим:

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} = -\alpha I e^{-\alpha x} + \beta_1 N + \beta_2 N^2 + \beta_3 N^3 \quad (4.22)$$

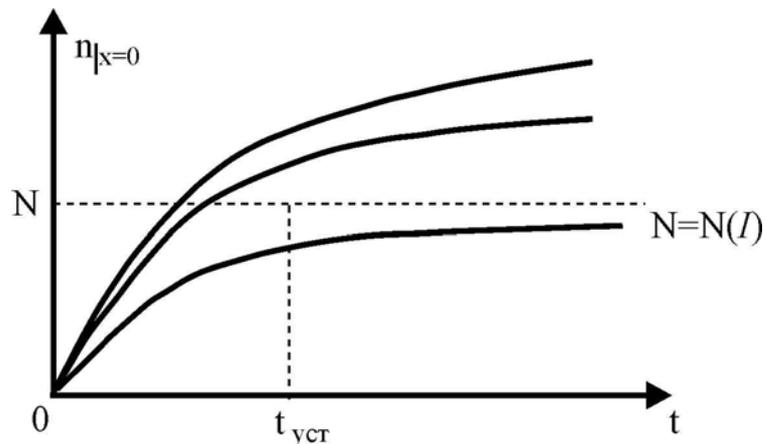


Рис. 20. Зависимость концентрации неравновесных носителей от времени. $N = N(I)$, чем больше I тем больше N .

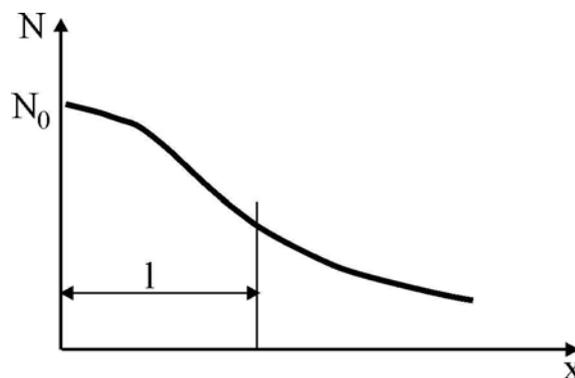


Рис. 21. Типичный вид решения уравнения (4.22).

Рассмотрим конкретные случаи решения уравнения (4.22).

1) Преобладающий вклад в установление распределения вносят диффузия и линейная рекомбинация ($\beta_2 = 0$, $\beta_3 = 0$). В этом случае для концентрации носителей на поверхности (N_0) возможно точное решение:

$$N_0 = \frac{\alpha \tau_1 I}{1 + \alpha \sqrt{D \tau_1}}, \quad (4.23)$$

$\tau_1 = 1/\beta_1$ - время жизни носителей,

$$l = \frac{1}{\alpha} + \sqrt{D \tau_1}. \quad (4.24)$$

2) При малых длительностях импульса (< 1 нс) и потоках $q_0 = 10^8 - 10^{10}$ Вт/см² ($I \sim 10^{30}$ см⁻²с⁻¹), при преобладающей Оже-рекомбинации, влиянием диффузии на распределение носителей можно пренебречь

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} = -\alpha I e^{-\alpha x} + \beta_3 N^3.$$

Это уравнение аналитически не решается. В качестве приближения можно использовать случай поверхностного поглощения света:

$$D \frac{d^2 N}{dx^2} = \beta_3 N^3. \quad (4.25)$$

Тогда условие на границе примет вид

$$-D \frac{dN(0)}{dx} = I.$$

У такой задачи есть аналитическое решение

$$N(x) = \sqrt{\frac{2D}{\beta_3}} \frac{1}{x + \sqrt{\frac{D\sqrt{2D}}{I_0 \sqrt{\beta_3}}}} \quad (4.26)$$

Согласно этому решению профиль концентрации гиперболический. Стационарная концентрация носителей на поверхности равна

$$N_0 = \left(\frac{I\sqrt{2}}{\sqrt{\beta_3 D}} \right)^{1/2} \quad (4.27)$$

Теоретически концентрация на поверхности может достигать значений $N_0 \sim 10^{22}$ см⁻³ на оптических частотах при $I \sim 10^{30}$ см⁻³с⁻¹. Для неодимового лазера это выполняется при $q \sim 10^{11}$ Вт/см². То есть для металлизации нужны очень большие мощности. Время установления стационарного распределения достаточно мало

$$t_{ycm} = \frac{N_0}{\alpha I} = \frac{10^{22}}{10^5 10^{30}} \sim 10^{-13} \text{ с.}$$

В наносекундном импульсе полупроводник уже не удается металлизировать. Неравновесная концентрация носителей (металлизация) после выключения лазера рассасывается очень быстро (за несколько наносекунд).

4.4. Насыщение межзонного поглощения

Насыщение примесного поглощения – эффект Бурштейна-Мосса - известно с долазерных времен. Появление лазерного излучения позволило наблюдать эффект насыщения в области собственного поглощения.

В тех случаях, когда энергия кванта незначительно превышает ширину запрещенной зоны ($\hbar\omega \geq E_g$), энергетические уровни в зоне проводимости и валентной зоне полупроводника, вовлекаемые в процесс генерации свободных носителей, насыщаются, что приводит к просветлению полупроводника.

Такой процесс происходит, например, при облучении кремния ($E_g = 1,09$ эВ) излучением лазера на стекле с неодимом ($\hbar\omega = 1,17$ эВ).

При этом для непрямых переходов (см. рис. 22) в процессе поглощения должен участвовать фонон, поэтому энергия кванта, необходимая для перехода равна $\varepsilon = \hbar\omega - \varepsilon_\phi$, $\varepsilon - E_g \approx 0,04$ эВ. Чем эта разница меньше, тем меньше число уровней, участвующих в процессе поглощения.

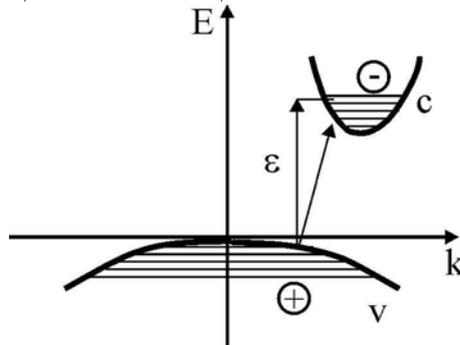


Рис. 22. Схема зон кремния.

Коэффициент поглощения можно представить в виде

$$\alpha \approx \alpha_0 \left(1 - \frac{N}{N_0} \right). \quad (4.28)$$

α_0 - начальный коэффициент поглощения, N_0 - предельное значение концентрации неравновесных носителей. N_0 можно найти из решения квантовомеханической задачи о заполнении разрешенных уровней.

$$N_0 = \frac{8\pi}{3} \left[\frac{8\pi^2 m_e m_v (\hbar\omega - E_g - \varepsilon_\phi)}{\hbar(m_e + m_v)} \right]^{1/2} \quad (4.29)$$

Выражение (4.32) верно при условии $T \ll \theta$ (θ - температура Дебая, $N_0 \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Рассмотрим модельную ситуацию: что будет с веществом, у которого происходит насыщение поглощения по закону (4.28).

Рассмотрим, как изменяется концентрация неравновесных носителей) в слое dx :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha(n)I(x) - \beta_v n^v \quad (4.30)$$

Неравновесные носители возникают при поглощении квантов света, а исчезают за счет процессов рекомбинации. Для поглощенного потока фотонов справедлив дифференциальный закон Бугера.

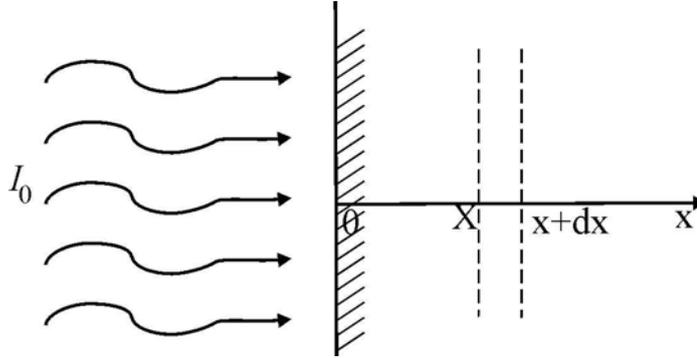


Рис. 23. Схема поглощения фотонов в полупроводнике с насыщением.

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha(n)I(x) \quad (4.31)$$

Введем обозначение для потока фотонов, падающего на поверхность полупроводника $I(x=0) = I_0 A = I_s(t)$ ($I_s(t)$ считаем заданным).

Если рекомбинация в (4.30) незначительна, что бывает при коротких временах воздействия ($t \ll \tau$), то вещество просветляется в зоне воздействия луча так, что по веществу распространяется волна просветления. Скорость такой волны

$$v = \frac{I_s}{N_0}. \quad (4.32)$$

Так, например, при $N_0 \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $I_s \sim 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $v \sim 10^4 \text{ см/с}$. При больших скоростях движения волны просветления следует применять более точное выражение:

$$v = \frac{I_s}{N_0 \left(1 + \frac{I_s}{N_0 c_0} \right)} \quad (4.33)$$

Скорость v может расти до скорости света в полупроводнике.

Если рассматривать задачу в движущейся системе координат, связанной с границей просветления, то, вводя замену переменных $x = vt + \xi/\alpha_0$, для распределения концентрации носителей и потока фотонов получим:

$$\left. \begin{aligned} n(\xi) &= \frac{N_0}{e^\xi + 1} \\ I(\xi) &= \frac{I_s}{e^\xi + 1} \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - \frac{n}{N_0} \right)$$

Таким образом, в системе без потерь в веществе идет волна просветления, скорость которой определяется величинами I_s и N_0 . Если рекомбинация играет существенную роль, то со временем концентрация свободных носителей стремиться к постоянному значению меньшему N_0 . Это приведет к тому, что распределение интенсивности света в веществе будет отличаться от Бугеровского. Поэтому, если в веществе устанавливается равновесное значение концентрации $N(x)$, а поглощение определяется функцией $\alpha(N)$, то закон изменения интенсивности света в веществе будет иметь вид:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha[N(x)]I \quad (4.35)$$

Уравнение (4.35) имеет аналитическое решение. Используя (4.28) перепишем (4.35) в виде

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha_0 \left(1 - \frac{N(x)}{N_0} \right) I$$

Разделяя переменные и интегрируя от $x = 0$ до x , получим

$$\ln \frac{I_0}{I} + \frac{\alpha_0 \tau}{N_0} (I_0 - I) = \alpha_0 x$$

При выводе последнего уравнения учтено, что $\int_0^x N(x) dx = \tau(I_0 - I)$, поскольку равновесное распределение концентрации носителей без учета диффузии носителей определяется только световым потоком и временем жизни носителей τ .

В результате, при $I \ll I_0$, получим распределение интенсивности поглощенного светового потока по глубине

$$I(x) = I_0 \exp \left(\frac{\alpha_0 \tau}{N_0} I_0 - \alpha_0 x \right)$$

Эффект насыщения может иметь место и в случае многофотонных переходов между уровнями, однако требуемая для этого интенсивность лазерного излучения существенно выше.

В завершении раздела следует отметить, что по характеру восприимчивости лазерного излучения полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и прозрачными материалами. Поэтому, как было обсуждено выше, в результате поглощения лазерного излучения полупроводниками образуются электронно-дырочные пары, которые, рекомбинируя, передают энергию излучения кристаллической решетке. В конечном счете, с ростом мощности лазерного излучения повреждение будет происходить в результате нагрева. Такой процесс повреждения характерен, например, для слабо легированного кремния. В то же время повреждения в сильно легированном кремнии весьма сходны с повреждениями в металлах.

Эксперименты показали, что при воздействии лазерного излучения на германий, кремний, арсенид галлия, антимонид галлия, антимонид индия и се-

ленид кадмия характер повреждений зависит от плотности энергии излучения, характеристик полупроводника (например, электропроводность, кристаллографическая ориентация) и состояния его поверхности. При плотностях энергии 5 – 20 Дж/см² (рубиновый лазер) возникают незначительные изменения поверхности, при 20 – 30 Дж/см² – трещины, при 30 Дж/см² и более – глубокие кратеры.

Качество обработки поверхности полупроводника оказывает большое влияние на порог повреждений в материале. Травление полупроводникового кристалла увеличивает порог относительно грубо отшлифованных кристаллов более чем в три раза, а для изготовленных скалыванием или химической шлифовкой – на 10 – 15%. Поверхностные царапины, как правило, на пороги повреждения оказывают незначительное влияние, хотя повреждения в области царапин более заметны.

5. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона

Теоретически поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) известны с начала прошлого века. Их некоторые свойства и структура поля были изучены еще А. Зоммерфельдом. Однако представления о ПЭВ долгое время были достоянием узкого круга специалистов и, за исключением радиофизики, практически нигде не использовались.

В оптику представления о ПЭВ проникли около 30-ти лет назад, когда их научились возбуждать лазерным излучением и детектировать различными методами. В настоящее время исследования и применения ПЭВ развиваются достаточно динамично. Это обусловлено уникальными свойствами таких волн: высокой пространственной локализацией и возможностью значительного усиления напряженности поля в ПЭВ.

Интерес к изучению ПЭВ оптического диапазона связан также с тем, что они могут эффективно возбуждаться светом на реальной поверхности и существенно влиять на разнообразные явления. Среди них рассеяние света адсорбированными на поверхности частицами, генерация второй гармоники при отражении лазерного излучения от металла, изменение поглощения, фотохимические реакции, а также физико-химические процессы, сопровождающие действие на поверхность интенсивного лазерного излучения, в первую очередь образование поверхностных периодических структур. Практический интерес к ПЭВ и другим поверхностным электромагнитным возбуждениям обусловлен новыми возможностями, открываемыми их использованием в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, технологии, а в последнее время и в микроскопии сверхвысокого разрешения.

Ниже мы рассмотрим основные свойства и характеристики ПЭВ оптического диапазона, способы их возбуждения и особенности распространения.

5.1. Основные свойства ПЭВ, структура и распределение полей, условия существования, дисперсионное соотношение

Поверхностными электромагнитными волнами, или *поверхностными поляритонами* называются волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух разнородных сред и существующие одновременно в них обеих. Поля, переносимые этими волнами, локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от нее. В отличие от объемных, чисто поперечных электромагнитных волн ПЭВ являются частично продольными волнами ТМ-типа. Интересно, что с формальной точки зрения ПЭВ описываются обычными волновыми уравнениями со стандартными граничными условиями, но являются их особым решением.

В простом и вместе с тем важном модельном случае ПЭВ рассматривают на плоской границе двух однородных изотропных сред без потерь, одна из которых является диэлектриком ($\varepsilon_1 = n_1^2$) а другая – так называемой поверхностно-активной средой, у которой $\varepsilon_2 < 0$, причем $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Если искать решение уравнений Максвелла для модельной системы:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H_{S1,2} &= \frac{\varepsilon_{1,2}}{c_0} \frac{\partial E_{S1,2}}{\partial t}; \operatorname{div} E_{S1,2} = 0; \\ \operatorname{rot} E_{S1,2} &= -\frac{1}{c_0} \frac{\partial H_{S1,2}}{\partial t}; \operatorname{div} H_{S1,2} = 0 \end{aligned} \quad (5.1)$$

со стандартными граничными условиями: непрерывностью тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей и нормальных компонентов индукций при переходе через границу раздела между средами (плоскость $z = 0$, рис. 24):

$$\mathbf{E}_{S1 \tan} = \mathbf{E}_{S2 \tan}; \mathbf{H}_{S1 \tan} = \mathbf{H}_{S2 \tan}; \varepsilon_1 \mathbf{E}_{S1n} = \varepsilon_2 \mathbf{E}_{S2n}; \mathbf{H}_{S1n} = \mathbf{H}_{S2n}, \quad (5.2)$$

то связное решение в виде бегущей вдоль поверхности волны, как показал еще А. Зоммерфельд в 1907 г., существует только для ТМ-моды. Если оси координат расположить так, как показано на рис. 24, то

$$\vec{H}_S = H_y \vec{e}_y; \vec{E}_S = E_{Sx} \vec{e}_x + E_{Sz} \vec{e}_z.$$

Такая ТМ-ПЭВ является неоднородной, частично продольной волной, у которой распределение каждого из компонентов U электрического и магнитного полей на частоте ω в плоской ПЭВ, бегущей вдоль оси x , имеет вид

$$U = U_0 \exp(\pm \kappa_{1,2} z) \cos(\omega t - k_s x) \quad (5.3)$$

где U_0 – амплитуда, $\kappa_1 > 0$ и $\kappa_2 > 0$ – коэффициенты затухания ПЭВ в средах 1 и 2; t – время. Знак (+) относится к среде 1 ($z \leq 0$), а знак (–) – к поверхностно-активной среде 2 ($z \geq 0$, рис. 24б).

Электрический вектор \vec{E} имеет две составляющие (рис. 24а): \vec{E}_x – вдоль волнового вектора ПЭВ \vec{k}_S и \vec{E}_z – перпендикулярно поверхности; магнитный вектор \vec{H} перпендикулярен направлению распространения волны и лежит в плоскости поверхности.

Связь между положительными коэффициентами, κ_1 , κ_2 и волновым числом k_s определяется из граничных условий и волнового уравнения, к которому сводится система уравнений Максвелла, и находится из равенств:

$$\varepsilon_2 \kappa_1 = -\varepsilon_1 \kappa_2; k_s^2 = \kappa_1^2 + k_0^2 \varepsilon_1 \quad \varepsilon_1 = \kappa_2^2 + k_0^2 \varepsilon_2, \quad (5.4)$$

где $k_0 = \omega/c_0$.

Отсюда следует, что ограниченное (при $z \rightarrow \pm\infty$) решение в виде ТМ-ПЭВ существует только, когда ε_1 и ε_2 имеют разные знаки. Из (5.4) следует также, что

$$k_s = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (5.5)$$

Постоянная распространения ПЭВ k_s отличается от волнового числа света $k_0 = \omega/c_0$ (c_0 – скорость света в вакууме) и через диэлектрические проницаемости обеих сред зависит от частоты. Эта так называемая дисперсионная зависимость описывает свойства поверхностных поляритонов и определяет, в частности, их фазовую и групповую скорости.

Другой важный параметр ПЭВ – толщина слоев $l_{1,2} = 1/\kappa_{1,2}$, в которых переносится энергия волны по каждой из сред 1 и 2, также зависит от их диэлектрических проницаемостей и тем самым от частоты света

$$\kappa_1 = k_S \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}, \quad \kappa_2 = k_S \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \quad (5.6)$$

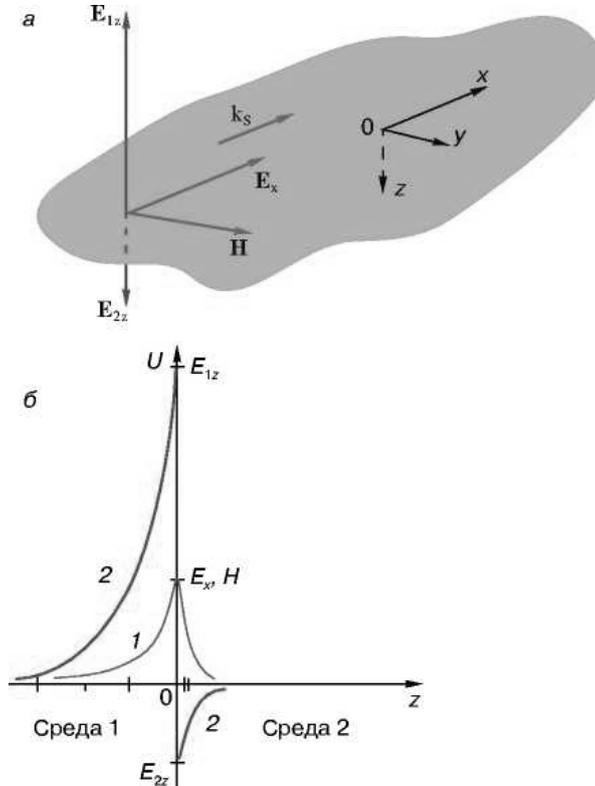


Рис. 24. Поверхностные электромагнитные волны: а - ориентация электрического и магнитного векторов в ПЭВ, бегущей вдоль поверхности в направлении оси x ; б - распределение полей в ПЭВ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. 1 - для компонентов E_x и $H_y = H$, изменяющихся при $z = 0$ непрерывно; 2 - для компонента E_z , испытывающего при $z = 0$ скачок

При заданной амплитуде магнитного вектора \vec{H} амплитуды остальных компонентов составляют

$$E_x = \frac{1}{\sqrt{-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H$$

$$E_{1z} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H, \quad E_{2z} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} H \quad (5.7)$$

где $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$ - диэлектрические проницаемости граничащих сред на частоте ω . При этом электрический компонент E_x сдвинут относительно магнитного вектора на 90° , а E_{1z} - на 180° .

Если считать, что потери энергии ПЭВ при ее распространении вдоль поверхности пренебрежимо малы, то параметры k_S , κ_1 и κ_2 должны быть вещественными положительными числами. Тогда из формул (5.5) и (5.6) следует, что ПЭВ могут существовать и распространяться только вдоль границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков. Если, например, в

среде 1 $\varepsilon_1 > 0$, то диэлектрическая проницаемость среды 2 (или при более строгом рассмотрении ее действительная часть $\text{Re } \varepsilon_2$) должна быть отрицательной, причем

$$\varepsilon_2 < 0, \quad |\varepsilon_2| > \varepsilon_1 \quad (5.8)$$

Такая среда называется *поверхностно-активной средой* (ПАС), а частотный диапазон, в котором $\text{Re } \varepsilon_2(\omega) < 0$, — *областью аномальной дисперсии*. Ниже мы приведем примеры таких сред.

Еще один важный вывод, вытекающий из соотношений (5.5) и (5.6), заключается в том, что затухание ПЭВ в граничащих средах недиссипативно. Оно необязательно связано с потерями энергии, так как существует и при отсутствии в них поглощения ($\text{Im } \varepsilon_{1,2} = 0$). В этом случае затухание объясняется эффективным "вытеснением" поля волны из объема сред к поверхности раздела. Из (5.8) следует также, что

$$k_s > k_0, \quad \kappa_1 < k_s < \kappa_2 \quad (5.9)$$

Последнее неравенство означает, что энергия ПЭВ в основном сосредоточена в поверхностно-неактивной среде 1 ($\varepsilon_1 > 0$) и преимущественно переносится вдоль направления распространения волны \vec{k}_s . В то же время благодаря продольному компоненту электрического вектора \vec{E}_x энергия в ПЭВ циркулирует и через поверхность попеременно из одной среды в другую. Наличие потерь (например, поглощения в среде 2 или рассеяния на шероховатой границе), а также адсорбированных слоев и тонких пленок на поверхности приводит к ограничению длины пробега волны L вдоль \vec{k}_s .

Обычно в оптике имеют дело с ПЭВ на границе поверхностно-активной среды с воздухом ($\varepsilon_1 = 1$) или другим прозрачным диэлектриком. Неравенства (5.8) при этом выполняются для металлов и легированных полупроводников с высокой концентрацией свободных носителей, у которых область аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости охватывает весь ИК- и видимый (для металлов) диапазон частот. ПЭВ могут также возбуждаться на поверхности полупроводников и диэлектриков в среднем ИК-диапазоне, в интервале между частотами продольного и поперечного оптических фононов, где аномальная дисперсия связана с непосредственным взаимодействием света с решеткой. Соответствующие ПЭВ называются также поверхностными фонон-поляритонами. Существуют ПЭВ и в области экситонного поглощения в полупроводниках.

5.2. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе металла с диэлектриком

Повышенный интерес проявляется к ПЭВ, возбуждаемым на границе сред с высокой проводимостью (металлы и полупроводники) с воздухом. Эти ПЭВ называют также поверхностными плазмон-поляритонами, поскольку отрицательный знак $\text{Re } \varepsilon$ здесь обусловлен доминирующим вкладом электронного газа (плазмы) в поляризуемость вещества. Как известно (см. раздел 1.4), оптические

свойства электронного газа определяются соотношением частоты его собственных колебаний, или плазменной частоты (ω_p), частоты электронных столкновений (γ) и частоты света. В этом случае в оптическом диапазоне частот ($\omega \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$) для металлов ($\omega_p \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\gamma \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$) выполняется условие $\gamma < \omega < \omega_p$, при котором $\text{Re } \varepsilon_2 \approx \varepsilon \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ и

$$k_s \approx k_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{2\omega_p^2} \right), \quad (5.10)$$

$$\kappa_1 = k_0 \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \kappa_2 = k_0 \frac{\omega_p}{\omega}.$$

Поскольку $|\varepsilon| \gg 1$, относительные отклонения величины k_s от k_0 на длине волны $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ (вблизи длины волны излучения неодимовых лазеров) не превышают 10^{-2} , а на $\lambda \sim 10,6 \text{ мкм}$ (лазер на углекислом газе) – 10^{-4} . Такие ПЭВ затухают в металле на глубине

$$l_2 = 1/\kappa_2 \sim c_0/\omega_p \sim 10^{-6} \text{ см},$$

совпадающей с глубиной скин-слоя δ (то есть с глубиной проникновения в металл объемной волны), а в воздухе сосредоточены в слое

$$l_1 = 1/\kappa_1 \approx \delta (\omega_p/\omega)^2 \sim (10^2 - 10^4) \delta \sim 1 - 100 \text{ мкм}$$

в зависимости от частоты. Фактически здесь металл играет роль открытого волновода для ПЭВ, которая пробегает по его поверхности путь, ограниченный лишь различного рода потерями. Если основной вклад в потери вносит поглощение света в металле, то длина пробега

$$L = \frac{c_0 l_1}{\mathcal{N}_2} \quad (5.11)$$

и в средней ИК-области ($\lambda \sim 10 \text{ мкм}$) достигает 1 – 5 см. Из выражения (5.7) следует, что из компонентов электрического вектора ПЭВ наибольшим является E_{1z} , причем в данном случае

$$E_{1z} \approx -H, \quad \left| \frac{E_x}{E_{1z}} \right| = \left| \frac{E_{2z}}{E_x} \right| = \frac{\omega}{\omega_p} \ll 1.$$

На рис. 25 приведена типичная дисперсионная кривая $\omega(k_s)$ для поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл – воздух, следующая из (5.5). Видно, что отклонение этой кривой от световой линии 2 на рис. 25 растет с частотой, причем и фазовая, и групповая скорости волны соответственно

$$V_{ph} = \frac{\omega(k_s)}{k_s}, \quad V_{gr} = \frac{d\omega}{dk_s}$$

уменьшаются. Это свидетельствует об усилении роли продольного компонента поля волны на высоких частотах, когда ПЭВ становится все менее фотоноподобной. Предельная частота поверхностного поляритона здесь равна частоте

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sim (5-10) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$$

чисто "продольного" возбуждения в электронном газе – частоте локализованного поверхностного плазмона.

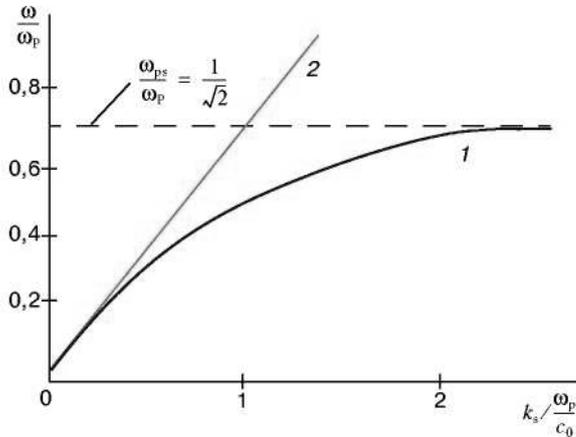


Рис. 25. 1 - Дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-вакуум. ω_p -плазменная частота электронов, 2-световая линия $\omega = ck_s$.

5.3. Методы возбуждения ПЭВ

Хотя ПЭВ является собственной модой плоской границы раздела, для ее возбуждения светом нужны специальные условия, поскольку волновой вектор ПЭВ k_s больше волнового вектора света k_0 на той же частоте (см. рис. 25 и формулу (5.9)). К настоящему времени разработаны два эффективных метода возбуждения ПЭВ светом (рис. 26): призмный и решеточный.

5.3.1. Призмный метод возбуждения ПЭВ

Преобразование света в ПЭВ призмным методом основано на явлении нарушенного полного внутреннего отражения при падении р-поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) на ПАС со стороны оптически более плотной среды. Угол падения θ выбирается из известного в оптике условия

$$\theta > \arcsin(\varepsilon_1/\varepsilon_3)^{1/2}, \quad \varepsilon_1 < \varepsilon_3,$$

где ε_3 – диэлектрическая проницаемость материала призмы. Метод существует в двух модификациях: геометрия Отто (рис. 26 а) и геометрия Кречманна (рис. 26 б). Этим методом ПЭВ возбуждается на гладкой поверхности, поскольку при трансформации объемного излучения в ПЭВ удается согласовать их волновые векторы. В большинстве случаев источниками света в соответствующих устройствах генерации ПЭВ являются лазеры. Эффективность преобразования падающего объемного излучения в ПЭВ в схеме Отто, чаще применимой для ИК-области спектра (СО₂-лазеры), достигает десятых долей, а в геометрии Кречманна для видимого света практически доходит до 1. Однако в последнем случае вывод ПЭВ за пределы призмы затруднен, и ПАС обычно наносится на ее

грань в виде тонкой пленки. Обратное преобразование ПЭВ в объемное излучение также возможно с помощью призм.

Двупризменный метод возбуждения и детектирования ПЭВ в геометрии Отто успешно используется в ИК-спектроскопии твердого тела. Длина пробега ПЭВ вдоль поверхности может достигать нескольких сантиметров, она весьма чувствительна к процессам в поглощающем слое, состоянию поверхности и его изменениям, наличию адсорбированных слоев, пленок, шероховатости и др. Это обеспечивает возможность исследовать поверхности и границы раздела с помощью ПЭВ, а также осуществлять прецизионные оптические измерения, например измерять малое поглощение высоко отражающих металлических зеркал на уровне 0,01 с ошибкой не более до 10%.

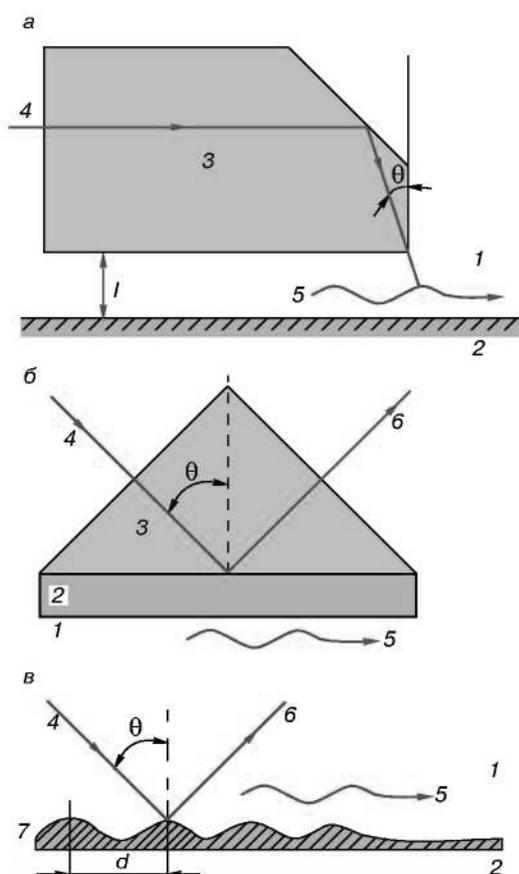


Рис. 26. Возбуждение ПЭВ светом: а - призмный метод, геометрия Отто; б - призмный метод, геометрия Кречманна; в - решеточный метод. 1 - диэлектрик (воздух); 2 - поверхностно-активная среда; 3 - призма; 4 - падающее излучение; 5 - ПЭВ; 6 - зеркально отраженное излучение; 7 - решетка; l - зазор размером $\sim \lambda$; d - период решетки.

5.3.2. Возбуждение ПЭВ на решетке

Свойством возбуждать ПЭВ обладают и дифракционные решетки, нанесенные на поверхностно-активную среду (рис. 26 в) и рассеивающие излучение под определенными углами. Когда при некоторых углах падения света θ дифрагированная волна оказывается направленной вдоль поверхности, она представляет собой ПЭВ. Волновой вектор \vec{g} решетки с периодом d направленный

перпендикулярно ее штрихам и по модулю равный $2\pi/d$ (резонансная, гармоническая решетка) связан с волновым вектором ПЭВ \vec{k}_s и векторной проекцией \vec{k}_i волнового вектора излучения \vec{k}_0 на поверхность (рис. 27 а) равенством

$$\vec{k}_i + m\vec{g} = \vec{k}_s, \quad m = 1, 2, \dots; \quad k_i = k_0 \sin \theta \quad (5.12)$$

Оно выражает закон сохранения импульса (иначе – условие фазового синхронизма) при преобразовании света в поверхностные поляритоны без изменения частоты. В выражении (5.12) m – порядок дифракции, который будем считать равным единице. Взаимную ориентацию векторов \vec{k}_i , \vec{k}_s и \vec{g} удобно поясняет круговая векторная диаграмма (рис. 27б). С ее помощью легко найти модуль вектора \vec{g} и период d резонансной решетки, на которой при данном угле падения света возбуждается ПЭВ, распространяющаяся под углом β к вектору \vec{k}_i :

$$g = k_0(\sin^2 \theta + \eta^2 - 2\eta \sin \theta \cos \beta)^{1/2}, \quad d = \frac{2\pi}{g}, \quad (5.13)$$

Здесь $\eta = k_s/k_0$ – показатель преломления границы для ПЭВ, причем, как следует из выражения (5.9) $\eta \approx 1$. В простейшем, но часто встречающемся случае, когда ПЭВ распространяется поперек штрихов решетки ($\beta = 0, \pi$), ее период

$$d = \lambda/(\eta \pm \sin \theta) \quad (5.14)$$

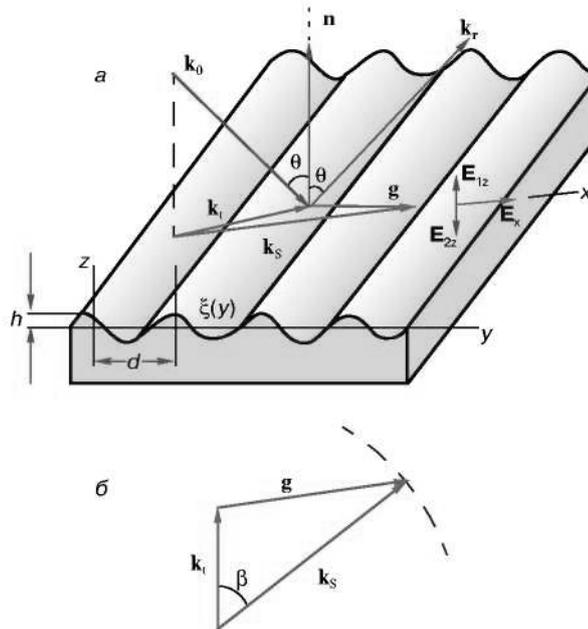


Рис. 27. Взаимная ориентация (а) и круговая диаграмма (б) векторов, определяющих преобразование света в ПЭВ на гармонической решетке $\xi(y) = h \cos(gy)$ с амплитудой h , пространственной частотой g и периодом $d = 2\pi/g$. \vec{k}_i – проекция волнового вектора \vec{k}_0 на плоскость поверхности; \vec{k}_s – волновой вектор ПЭВ; \vec{k}_r – волновой вектор отраженного излучения; \vec{g} – волновой вектор решетки; \vec{n} – нормаль к усредненной поверхности; θ – угол падения света. Штриховкой очерчена часть окружности радиуса k_s на круговой диаграмме.

Из количественной теории преобразования света в ПЭВ на периодических решетках следует, что для излучений p - и s -поляризации продольный компонент поля ПЭВ на поверхности E_x и действующее внешнее поле E_t пропорциональны, а соответствующий коэффициент пропорциональности в первом приближении линейно зависит от высоты h резонансной гармонической решетки. Для случая нормального падения излучения эта связь наиболее проста:

$$E_x = \mu h E_t \quad (5.15)$$

Параметр μ , называется коэффициентом преобразования и является комплексной величиной, зависящей от волнового числа поверхностного поляритона k_s . Модуль этого параметра $|\mu|$, рассматриваемый как функция k_s , фактически описывает форму линии возбуждения поверхностного поляритона когерентным излучением при нормальном падении на резонансную решетку ($g = k_s$). Ее типичный вид для поверхностного плазмон-поляритона на границе металл-воздух показан на рис. 28. Центр линии $k_s = k_{s0}$ практически совпадает с волновым числом "идеального" возбуждения, определяемым соотношением (5.5), а значение $|\mu|$ в максимуме линии M и ее ширина Δ определяются диссипативными потерями в скин-слое металла. При этом

$$M = \frac{2\omega}{\delta\gamma}, \quad \Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} L \quad (5.16)$$

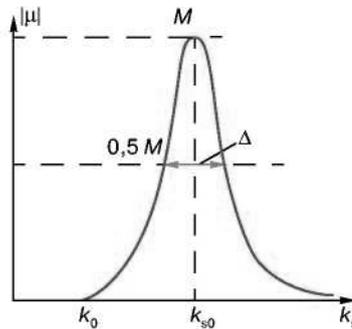


Рис. 28. Зависимость модуля коэффициента преобразования $|\mu|$ излучения в ПЭВ от волнового числа возбуждения k_s при условии нормального падения излучения на решетку с пространственной частотой $g = k_s$.

Для определенности отметим, что первая из формул (5.16) справедлива только для ближней ИК-области спектра. Если принять, например, что ПЭВ возбуждается на длине волны 1 мкм при нормальном падении света на резонансную решетку, то, как это следует из (5.16),

$$\Delta \approx 50\text{--}200 \text{ см}^{-1}, \quad M \sim 10^7 \text{ см}^{-1}$$

Отсюда следует, что поляритонная линия достаточно узкая, а продольное электрическое поле ПЭВ E_x сравнивается с полным полем на поверхности E_t при высоте резонансной решетки всего лишь $h \sim 10^{-3} \lambda \sim 10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{ см}$ (!)

На решетках большей высоты поле ПЭВ может превысить возбуждающее световое поле в десятки раз, что не противоречит никаким законам сохранения.

Эти результаты, оказавшиеся неожиданными для оптики, свидетельствуют о реальной возможности значительного электродинамического усиления светового поля на поверхности с резонансной решеткой, хотя преобразование в ПЭВ — чисто линейный по полю процесс, не зависящий от интенсивности света. Такое усиление является следствием, с одной стороны, сфазированной подкачки энергии объемной волны в ПЭВ при ее распространении вдоль резонансной решетки (отсюда видна важная роль когерентности падающего излучения), а с другой — высокой локализации энергии в ПЭВ. Эффект усиления поля при возбуждении светом ПЭВ позволяет объяснить многие неясные ранее фотофизические явления на поверхности, протекающие в поле лазерного излучения. Наконец все перечисленное показывает высокую энергетическую эффективность дифракционного способа возбуждения ПЭВ светом с помощью резонансных решеток.

5.4. Цилиндрические ПЭВ

Наряду с плоскими ПЭВ важную роль в усилении поля и оптических процессах могут играть цилиндрические поверхностные электромагнитные волны (ЦПВ). Как и плоская ПЭВ, ЦПВ является частично продольной волной ТМ-типа (отсутствует нормальный к поверхности компонент \vec{H}) и экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела сред, одна из которых поверхностно-активна. Однако в отличие от плоской волны ЦПВ исходит из некоторого центра и за счет радиального разбегания убывает по мере удаления от него вдоль поверхности. Радиальное распределение полей в ЦПВ описывается специальными функциями (функциями Ханкеля), а ее волновое число — дисперсионным соотношением (5.5). Угловая структура этой волны характеризуется наличием выделенного направления, задаваемого поляризацией падающего света. Перенос энергии в ЦПВ осуществляется преимущественно вдоль этого направления, а также попеременно из одной среды в другую, как и в ПЭВ. ЦПВ могут возбуждаться на различных радиально-симметричных неоднородностях, микровыступах и микровпадинах поверхности. В частности, при рассеянии на цилиндрическом выступе линейно поляризованный свет возбуждает ЦПВ, максимальное значение поля в которой достигается в диэлектрике (воздухе) на границе с выступом (высотой h и радиусом r_0) и составляет

$$E_{1z} = 8\pi^2 \frac{hr_0}{\lambda^2} E_i \quad (5.17)$$

Из формулы (5.17) следует, что на выступе с размерами порядка десятой доли длины волны действующее поле в результате генерации ЦПВ удваивается!

К настоящему времени установлено, что ЦПВ эффективно участвуют в образовании периодических структур на поверхности материалов при лазерном воздействии (особенно на начальных стадиях). Они могут оказывать влияние на снижение порога оптического пробоя металлических поверхностей. Наконец, представления о ЦПВ существенны для ПЭВ-микроскопии.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие между механизмами взаимодействия световой волны с веществом при макроскопическом подходе Максвелла и микроскопическим описанием Лоренца в теории электромагнитного поля?
2. Как ведет себя металл, если частота облучающей его электромагнитной волны превышает плазменную частоту свободных электронов?
3. Почему оптически отличные друг от друга среды по мере возрастания частоты излучения становятся все более похожими?
4. Какой вид взаимодействия определяет оптические свойства металла в ИК и видимой области спектра: а) со свободными электронами, б) со связанными электронами, в) с ионами решетки, г) с примесями?
5. Докажите методом от противного, что свободный нерелятивистский электрон не может поглотить фотон.
6. В оптическом диапазоне спектра ($\nu \approx 10^{14}$ Гц) оцените величину энергии ($E = h\nu$) и импульса ($P = h\nu/c$) фотона и энергии ($E = P^2/2m$) и импульса ($P = mV$) электрона, движущегося со скоростью $V = 10^8$ см/с в поле кристаллической решетки. Сравните полученные значения.
7. Почему закон Бугера об ослаблении интенсивности света при его прохождении через поглощающую среду применительно к металлам можно использовать в интегральной форме записи?
8. Воспользовавшись формулой Друде для диэлектрической проницаемости металлов оцените значения ее действительной и мнимой частей в видимом диапазоне спектра.
9. Покажите, что в металлах малому относительному уменьшению коэффициента отражения $\Delta R/R \ll 1$ отвечают большие изменения поглощательной способности $\Delta A/A \approx 1$.
10. В чем состоит физическая причина отклонений от нормального скин-эффекта в оптических свойствах металлов?
11. По какому закону затухает наведенное электромагнитным излучением электрическое поле в металле в случае нормального скин-эффекта?
12. Какой пространственный масштаб является самым малым в случае высокочастотного нормального скин-эффекта?
13. Какой пространственный масштаб является самым малым в случае классического нормального скин-эффекта в металлах?
14. Почему коэффициент отражения металлов достигает больших величин?
15. Почему у металлов в оптическом диапазоне коэффициент поглощения большой, а поглощательная способность низкая?
16. Чем в первую очередь определяется механизм поглощения света в полупроводниках:
 - а) эффективной массой электронов;
 - б) соотношением между шириной запрещенной зоны E_g и величиной кванта $\hbar\omega$ падающего излучения;
 - в) концентрацией примесей?

17. Можно ли считать, что при лазерном воздействии внутренний фотоэффект в полупроводниках обусловлен процессами генерации неравновесных носителей?
18. Зависит ли коэффициент поглощения в полупроводниках от интенсивности падающего лазерного излучения?
19. Какой вид рекомбинации носителей превалирует при высоких лазерных потоках?
20. Эффект насыщения межзонного поглощения обусловлен:
 - а) заполнением числа разрешенных энергетических уровней в зоне проводимости;
 - б) истощением числа поглощающих носителей?
21. Самый высокий коэффициент поглощения в полупроводниках соответствует:
 - а) внутризонному поглощению свободными носителями;
 - б) плазменному поглощению;
 - в) собственному или фундаментальному поглощению; г) экситонному поглощению.
22. Какой знак имеет действительная часть диэлектрической проницаемости в полупроводниках?
23. ПЭВ могут существовать и распространяться вдоль плоских границ раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями одного или разных знаков?
- 24.2. Переносимые поверхностной электромагнитной волной поля локализованы вблизи поверхности раздела и затухают: а) по обе стороны от нее; б) в оптически более плотной среде?
25. Энергия ПЭВ сосредоточена в поверхностно-активной среде или циркулирует из одной среды в другую?
26. Чем обусловлен эффект усиления поля при возбуждении светом ПЭВ?
27. Как распространяются цилиндрические ПЭВ?
28. От чего зависит период интерференционного поля, создаваемого падающим лазерным излучением и генерируемой ПЭВ?
29. В чем суть поляритонного механизма образования поверхностных периодических структур?

Список рекомендуемой литературы

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970, 272 с.
2. Вейко В.П., Либенсон М.Н. Лазерная обработка. Л.: Лениздат, 1973, 190 с.
3. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Физматгиз, 1961, 464 с.
4. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967, 492 с.
5. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962, 1100 с.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964, 487 с.
7. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963, 494 с.
8. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976, 431 с.
9. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963, 264 с.
10. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973, 456 с.
11. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961, 304 с.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970, 855 с.
13. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. Соросовский образовательный журнал, 1996, № 10, с. 92–98.
14. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны в оптике. Соросовский образовательный журнал, 1996, № 11, с. 103–110.
15. Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. Особенности распространения ПЭВ по поверхности с радиально симметричным рельефом. Известия АН СССР, сер. физ., 1991, т. 55, № 7, с. 1286–1289.
16. Поверхностные поляритоны. Под ред. В.М.Аграновича, Д.Л.Миллса, М., Наука, 1985, 525с.



История кафедры

Лазерные технологии не случайно называют технологиями XXI века. Открытые при нашей жизни лазеры уже сегодня широко проникли в медицину, биологию, экологию, промышленность, строительство, транспорт, связь, шоу-бизнес и другие сферы жизни. Лазерные принтеры, лазерные CD-диски, лазерные торговые сканеры и лазерные шоу сегодня известны всем. Менее известны широкой публике, но не менее важны лазерные технологии при лечении болезней глаз, сосудов, опухолей, в микроэлектронике для нанесения и структурирования тонких пленок, для резки и сварки брони, закалки инструментальных сталей, декоративной обработки дерева, камня и кожи, и т.д., а в ближайшей перспективе — для избавления человечества от очков и морщин (да, да — сотни операций по лазерной полировке роговицы глаза и кожи уже проведены), разработка реакций лазерного управляемого термоядерного синтеза и лазерных реактивных двигателей, создание трехмерных объектов за счет прямой трансформации виртуального (компьютерного) образа в материальный объект при взаимодействии лазерного излучения с веществом и многое, многое другое.

История кафедры ЛТ и ЭП делится на 3 разных периода:

Период I — с момента появления лаборатории лазерной технологии в ЛИТМО в 1965 г. до момента организации кафедры охраны труда и окружающей среды (ОТ и ОС) с отраслевой лабораторией лазерных технологий (ОЛЛТ) в 1982 г.

Период II — период развития кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ — 1982–1988 гг.

Период III — с момента создания на базе кафедры ОТ и ОС и ОЛЛТ кафедры лазерных технологий — 1988 г., в дальнейшем преобразованной в кафедру лазерных технологий и экологического приборостроения и по настоящее время.

Охарактеризуем периоды 1, 2 и 3 фактами.

1976 г. — научные работы ОЛЛТ по физическим основам лазерной обработки тонких пленок удостоены Премии Президиума АН СССР за лучшую научную работу в области «Фундаментальных проблем микроэлектроники».

1983, 1984 гг. — работы кафедры удостоены Премии Минвуза СССР за лучшую научную работу.

1986 г. — работы кафедры совместно с рядом других организаций удостоены Государственной Премии СССР.

1988 г. — Кафедра ОТОС с лабораторией ЛТ по инициативе ректора ЛИТМО преобразована в выпускающую кафедру «Лазерных технологий» и

начинается систематический выпуск специалистов по специальности 07.23 «лазерная техника и лазерные технологии».

1996 г. — Кафедра ЛТ переименована в кафедру ЛТ и ЭП и осуществляет выпуск специалистов как лазерным технологиям, так и по специальности «инженер–педагог» со специализацией «экология».

2000 г. – лаборатория и кафедра ЛТ признаны Ведущей научной школой Российской Федерации по «Фундаментальным основам лазерных микротехнологий».

2005 г. – этот статус подтвержден.

За период времени с 1988 по 2005 г. кафедра выпустила более 300 специалистов в области лазерных технологий;

За тот же период времени сотрудниками и аспирантами кафедры защищены 2 докторских и более 20 кандидатских диссертаций;

По результатам работ кафедры издано 9 монографий;

Результаты исследований сотрудников кафедры изложены более чем в 500 научных статьях и 50 патентах и авторских свидетельствах;

В настоящее время кафедра активно сотрудничает с университетами и институтами Германии (BIAS, FHS Emden), Китая (HUST), Франции (ENISE), Италии (Lecce University) и др.

В последние годы по приглашению различных зарубежных организаций прочтен ряд курсов лекций по лазерным технологиям.

Основные научные направления кафедры

- 1). Лазерная обработка пленочных элементов.
- 2). Лазерное локальное осаждение тонких пленок.
- 3). Лазерные технологии прецизионной размерной обработки.
- 4). Создание новых оптических материалов и элементов микро– и нано-оптики на базе лазерных технологий.
- 5). Создание теории субдлинноволновых источников излучения и разработки методов изготовления и контроля ближнепольных зондов.
- 6). Лазерное медицинское оборудование и инструмент.
- 7). Фундаментальные исследования в области взаимодействия лазерного излучения с веществом: лазерная абляция и конденсация металлических и композиционных пленок и эффекты самоорганизации.
- 8). Лазерный трехмерный синтез объемных моделей.
- 9). Физико–математическое моделирование в задачах дистанционного лазерного зондирования морской среды.

Заведует кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения Заслуженный деятель науки России, Лауреат Государственной Премии СССР, д.т.н., профессор В.П. Вейко. Среди преподавателей кафедры д.т.н., Почетный работник высшего образования, профессор Е.Б. Яковлев, д.т.н., профессор Е.А.Шахно, Почетный работник высшего образования, к.ф.–м.н., доцент Г.Д. Шандыбина, к.т.н., доцент В.В.Барановский, к.ф.-м.н., доцент Ю.И. Копилевич, к.т.н., доцент Н.И. Керро, к.ф.–м.н., доцент А.Н. Проценко.

Михаил Наумович Либенсон, *Евгений Борисович Яковлев,*
Галина Дмитриевна Шандыбина

Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика).

Курс лекций. Часть I,

под общей редакцией *Вадима Павловича Вейко*

Компьютерный набор и верстка

Е.Б.Яковлев

Дизайн обложки

Редакционно–издательский отдел СПб ГУ ИТМО

Зав. отделом

Н.Ф.Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать .12.2005.

Отпечатано на ризографе Заказ №. Тираж 150 экз.