

Московский государственный текстильный университет

им. А. Н. Косыгина

На правах рукописи

Моисеенко Евгений Викторович

ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В СРЕДАХ
С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ ПЛАЗМЕННОГО ТИПА
И НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

01.04.05 – оптика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2004 г.

Работа выполнена на кафедре физики Московского государственного
текстильного университета им. А. Н. Косыгина

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук,
профессор Шепелев Андрей Вадимович

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Трубецков Михаил Кириллович

Кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Бисти Вероника Евгеньевна

Ведущая организация: Институт радиотехники и электроники
РАН

Защита состоится «__» _____ 2004 года в ____ часов на заседании
диссертационного совета Д 501.001.67 в МГУ им. М. В. Ломоносова по
адресу: 119992 ГСП-2 Москва, Воробьевы горы, МГУ, д. 1, стр. 2,
физический факультет

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического
факультета МГУ.

Автореферат разослан «__» _____ 2004 года

Ученый секретарь диссертационного совета,
Доцент

Королев А. Ф.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Диссертационная работа посвящена изучению линейных и нелинейных явлений, возникающих при взаимодействии электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона с плазмopodobными и неоднородными средами, в том числе при отражении излучения от таких сред.

Изобретение лазера в 1960-х годах дало мощный толчок к изучению оптических свойств веществ и способствовало активному развитию линейной и нелинейной оптики. В первую очередь такое развитие было характерно для оптического и ближнего инфракрасного диапазона. Дальнейшее продвижение в субмиллиметровый и миллиметровый диапазон было затруднено вследствие отсутствия в нем источников излучения, обладающих достаточной мощностью. В настоящее время в связи с появлением перестраиваемых источников интенсивного излучения, в частности, мощных лазеров на свободных электронах, возникает возможность изучения широкополосных оптических свойств веществ в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.

Особенностью излучения рассматриваемого диапазона является тот факт, что, находясь между радио- и оптическим диапазоном, оно обладает свойствами, присущими им обоим, то есть может распространяться либо как оптическое в виде луча, либо наподобие электрического сигнала в проводнике. Это позволяет расширить сферу применения такого излучения путем выбора наиболее подходящей среды распространения.

Как показывают теоретические расчеты, проведенные в рамках диссертационной работы, и это подтверждается имеющимися экспериментальными данными, нелинейная восприимчивость некоторых полупроводников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне на несколько порядков превышает нелинейную восприимчивость нелинейных

материалов оптического диапазона. Это делает принципиально возможным наблюдение и использование в нем таких эффектов, как генерация третьей гармоники, эффекты самовоздействия типа самофокусировки и самодифракции, рассеяние волны на нелинейной сверхрешетке, созданной интерференцией двух других волн той же или близкой частоты, а, возможно, и эффектов, связанных с нелинейностями более высокого порядка, даже при сравнительно невысокой мощности излучения.

Кроме реализации таких возможностей, как высокая мощность и широкий частотный диапазон излучения, современные источники электромагнитных волн позволяют варьировать длительность импульса от традиционных длинных квазимонохроматических импульсов до коротких видеоимпульсов. При взаимодействии коротких импульсов с плазмopodobными средами, когда обратная продолжительность импульса сравнима с плазменной частотой среды, свойства последней успевают существенно измениться за время взаимодействия, что в некоторых случаях приводит к сильному искажению формы как отраженного, так и проникшего в глубь среды импульса. Кроме того, короткие импульсы, как правило, являются ангармоническими, их огибающая содержит лишь одно или несколько колебаний электромагнитного поля, их передний и задний фронты несимметричны, а расстояния между точками пересечения нуля не равны между собой. Все это существенно усложняет рассмотрение таких импульсов традиционными методами, обычно основанными на использовании преобразования Фурье, которые в данном случае оказываются неэффективными, а в ряде случаев и неприменимыми.

Наряду с временной неоднородностью среды, связанной с малой продолжительностью импульса, ее пространственная неоднородность также оказывает заметное влияние на отражение и прохождение электромагнитного излучения. Современные математические методы и технологии позволяют рассчитывать и наносить тонкие диэлектрические

покрытия с достаточно сложной координатной зависимостью профиля диэлектрической проницаемости, которые могут кардинально менять отражательные свойства среды. Применение таких покрытий позволяет при значительно меньшей их толщине по сравнению с однородными аналогами добиться большего (или, при необходимости, меньшего) пропускания излучения в более широком частотном диапазоне. Кроме того, возможно использование таких покрытий для получения поляризационных фильтров. Поляризационные эффекты, обусловленные пространственной неоднородностью среды, важны при решении задач эллипсометрии, электромагнитного бесстолкновительного нагрева локализованной области в глубине плотной неоднородной плазмы, распространения волн в слоистых средах. Тем не менее, точные решения, описывающие отражательные свойства неоднородных сред, вплоть до недавнего времени были найдены лишь для нескольких профилей диэлектрической проницаемости.

Целью диссертационной работы является:

1. Выработка подхода к вычислению нелинейной восприимчивости полупроводников при взаимодействии с излучением миллиметрового и субмиллиметрового диапазона и расчет ее для конкретных полупроводников.
2. Теоретическое исследование эффектов, возникающих при взаимодействии коротких несинусоидальных импульсов с плазмоподобными средами при различных соотношениях плазменной частоты среды и продолжительности импульса.
3. Расчет отражательных свойств неоднородных диэлектрических покрытий с определенной непрерывной координатной зависимостью профиля диэлектрической проницаемости.

Практическая ценность диссертации состоит в возможном использовании полученных результатов в таких областях как:

- нелинейная спектроскопия, генерация излучения на кратных, суммарных и разностных частотах
- системы пикосекундной оптики, передача энергии и информации через сплошные среды
- создание широкополосных безотражательных покрытий, поляризационных фильтров

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующих положениях.

1. Разработан метод расчета нелинейных восприимчивостей полупроводников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне, основанный на приближении времени релаксации импульса и энергии носителей.
2. Рассчитаны нелинейные восприимчивости третьего порядка для GaAs, InAs, InP.
3. Развита техника решения уравнений Максвелла для плазмоподобной среды, позволяющая рассчитать временную зависимость отраженного от такой среды импульса без использования Фурье-представления и понятия диэлектрической проницаемости.
4. Получена новая точно решаемая модель в оптике неоднородных покрытий, содержащая два свободных параметра, при помощи которой могут быть описаны как монотонные, так и вогнутые профили диэлектрической проницаемости.
5. Найден метод решения уравнения Шредингера для модели «расщепленного» потенциала, содержащей семь свободных

параметров, с помощью которой рассчитаны положения энергетических уровней.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Нелинейная восприимчивость некоторых полупроводников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне на несколько порядков превышает нелинейную восприимчивость нелинейных материалов оптического диапазона.
2. Нелинейные свойства полупроводников в рассматриваемом диапазоне определяются в первую очередь рассеянием носителей на ионизированных примесях, акустических и полярных оптических фононах.
3. При взаимодействии коротких несинусоидальных импульсов с плазмоподобной средой искажение отраженного и проходящего импульсов уменьшается с увеличением продолжительности импульса и концентрации носителей.
4. Профиль диэлектрической проницаемости вида
$$U(z) = \left(\cos \frac{z}{L} + M \sin \frac{z}{L} \right)^{-1}$$
 допускает аналитический расчет коэффициентов отражения.
5. Данный профиль позволяет реализовать малые значения коэффициентов отражения для произвольно поляризованных электромагнитных волн, падающих под произвольным углом в широком диапазоне частот.
6. Комбинация профилей такого вида и развитый в главе 3 математический аппарат позволяют получить решения уравнения Шредингера для модели «расщепленного» потенциала.

Апробация работы проводилась на следующих конференциях:

1. Международная конференция «XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics ICONO-2001», Беларусь, Минск, 26 июня – 1 июля 2001 г.
2. VIII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн». Звенигород, Московская область, 26-30 мая 2001 г.
3. VIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах». Красновидово, Московская область, 26-31 мая 2002 г.

Список основных публикаций автора по теме диссертации приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации – 131 страница, включая список литературы, 38 рисунков и 2 таблицы. Список цитированной литературы содержит 77 наименований, включая публикации автора по теме диссертации.

Личный вклад. Все результаты диссертационной работы получены автором лично либо при его непосредственном участии.

Содержание работы

Глава 1. Нелинейная восприимчивость полупроводников в длинноволновом диапазоне

Первая глава диссертационной работы посвящена расчету нелинейных восприимчивостей полупроводников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне. Диэлектрическая проницаемость

полупроводников в этом диапазоне обусловлена в основном свободными носителями и различными процессами их релаксации. В качестве механизмов релаксации, играющих основную роль в рассматриваемом температурном (30 – 120 К) и частотном (0.1 – 0.6 ТГц) интервале, следует отметить такие, как рассеяние на ионизированных примесях, акустическом и оптическом деформационном потенциале, полярных оптических фононах. Вклад других факторов, среди которых наиболее существенными являются разностные частоты фононных резонансов и мелкие примесные уровни в данном случае либо мал, либо носит резонансный характер и потому не рассматривается. При учете только взаимодействия излучения со свободными носителями комплексная диэлектрическая проницаемость полупроводника равна:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 + \tau_p^{-2}} \right) + i\varepsilon_\infty \omega^{-1} \tau_p^{-1} \left(1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 + \tau_p^{-2}} \right), \quad (1)$$

где ω – частота волны, ε_∞ – статическая диэлектрическая проницаемость решетки, $\Omega = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{\varepsilon_\infty m}}$ – плазменная частота, N – концентрация свободных носителей, m – их эффективная масса, τ_p – время релаксации импульса (величина, обратная частоте столкновений носителей с неоднородностями решетки), e – элементарный заряд. Нелинейные свойства полупроводников, зависящие от взаимодействия излучения с газом свободных носителей, определяются величиной τ_p , которая зависит как от внешних условий: температуры решетки, длины волны падающего излучения, так и от свойств самого полупроводника: плотности, эффективной массы носителей, концентрации ионизированных примесей и ряда других параметров. Величина τ_p формируется

вследствие совместного действия перечисленных выше механизмов рассеяния свободных носителей.

Согласно правилу Маттисена, процессы рассеяния можно приближенно считать статистически независимыми. В этом предположении время релаксации импульса представляется через времена релаксации для каждого из механизмов: $\tau_p^{-1} = \sum_n \tau_{p,n}^{-1}$. Для волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазона можно исходить из предположения о квазитермализованности подсистемы носителей, то есть ввести температуру носителей T_e , зависящую от напряженности внешнего поля, не совпадающую с температурой решетки T . Это предположение справедливо при условии, что длительность импульса излучения превышает время релаксации энергии τ_e , то есть, характерное время, за которое носители передают решетке энергию, полученную от внешнего поля.

Процесс передачи энергии носителями решетке описывается уравнением

$$\mu e E^2 = \frac{3}{2} k \frac{T_e - T}{\tau_e}, \quad (2)$$

где μ - подвижность носителей, k – константа Больцмана. Выражения для времен релаксации энергии и импульса, зависящие от температуры носителей T_e , для отдельных механизмов рассеяния можно получить, при помощи решения нестационарного уравнения Шредингера. Итоговое время релаксации энергии также определяется по правилу Маттисена как $\tau_e^{-1} = \sum_n \tau_{e,n}^{-1}$. Комбинируя уравнение (2) и выражения для времен релаксации энергии и импульса, можно получить значение итогового времени релаксации импульса, подстановка которого в (1) дает зависимость диэлектрической

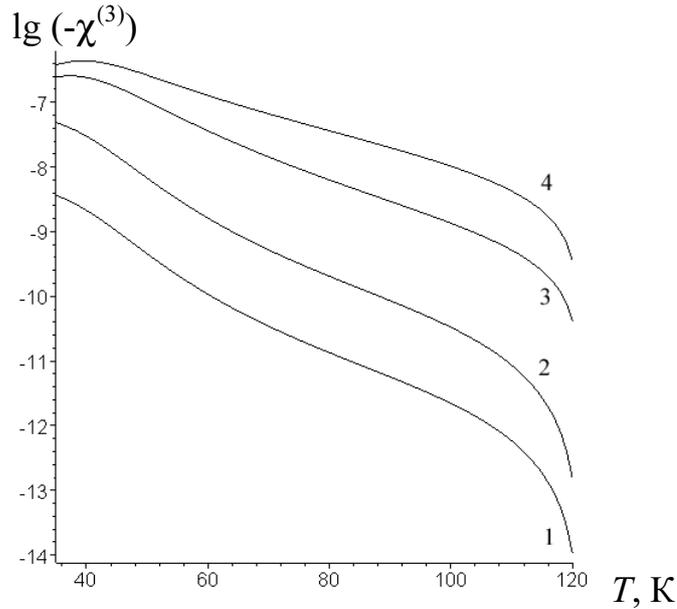


Рис. 1. Температурная зависимость $\chi^{(3)}$ для GaAs. 1 – $\lambda = 2\,000$ мкм, $N = 10^{15}$ см $^{-3}$, 2 – $\lambda = 4\,000$ мкм, $N = 10^{15}$ см $^{-3}$, 3 – $\lambda = 2\,000$ мкм, $N = 10^{16}$ см $^{-3}$, 4 – $\lambda = 4\,000$ мкм, $N = 10^{16}$ см $^{-3}$.

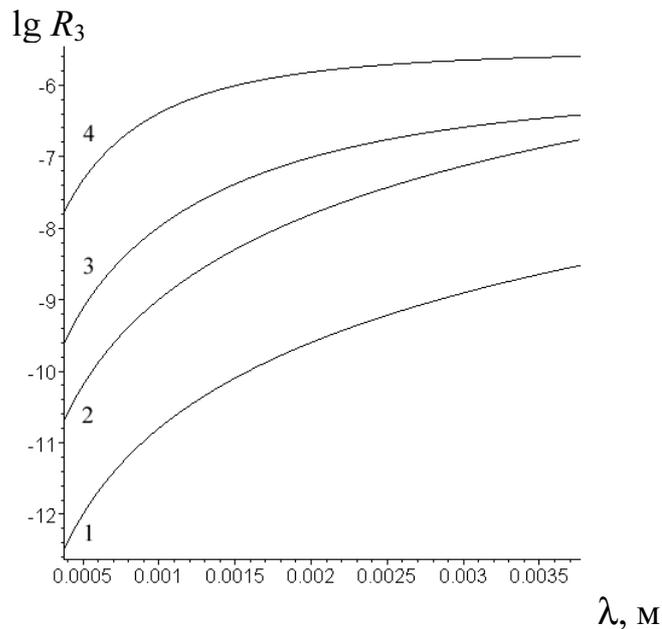


Рис. 2. Зависимость R_3 от длины волны для GaAs. 1 – $T = 70$ К, $N = 10^{15}$ см $^{-3}$, 2 – $T = 40$ К, $N = 10^{15}$ см $^{-3}$, 3 – $T = 70$ К, $N = 10^{16}$ см $^{-3}$, 4 – $T = 40$ К, $N = 10^{16}$ см $^{-3}$.

проницаемости от поля волны: $\varepsilon = \varepsilon(\tau_p(T_e(E)))$.

Поляризуемость при этом является суммой линейной и нелинейной частей: $P = P_l + P_{nl}$.

Нелинейные восприимчивости вводятся стандартным образом разложением нелинейной части P_{nl} в ряд по степеням напряженности поля E :

$$P_{nl} = 4\pi\chi^{(2)}E^2 + 4\pi\chi^{(3)}E^3 + \dots$$

Газ свободных носителей статистически обладает центральной симметрией, поэтому четные восприимчивости будут нулевыми, а поскольку ток, создаваемый носителями, отстает по фазе от колебаний внешнего поля, нечетные – отрицательными.

Расчеты нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ проводились для нескольких полупроводников типа АШВV: GaAs, InAs и InP на основе экспериментальных

данных для большинства используемых параметров. Проведенная оценка влияния различных механизмов рассеяния носителей на времена релаксации энергии и импульса показала, что основной вклад в релаксацию энергии вносят акустические и полярные оптические фононы, а в релаксацию импульса – ионизированные примеси и акустические фононы. Для всех рассмотренных полупроводников полученные значения $\chi^{(3)}$, как и ожидалось, отрицательны и достаточно велики по абсолютной величине, то есть, превышают типичные значения для традиционных нелинейных кристаллов оптического диапазона на два-три порядка (рис. 1).

Полученные значения нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ могут быть использованы для определения напряженности поля отраженной третьей гармоники (рис. 2). При условии нормального падения излучения основной частоты амплитуда отраженного излучения утроенной частоты определяется выражением:

$$E_3 = \left| \frac{2\pi}{\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} + 1)} \chi^{(3)} \right| E^3 = R_3 \cdot E^3,$$

где $\sqrt{\varepsilon}$ – показатель преломления среды, R_3 – коэффициент пропорциональности между напряженностью поля третьей гармоники и кубом амплитуды падающего излучения.

Глава 2. Временное представление взаимодействия коротких несинусоидальных импульсов с плазмоподобной средой

Вторая глава посвящена изучению отражения и проникновения в глубь среды импульсов, обратная продолжительность которых сравнима с

плазменной частотой среды $\left(\frac{1}{t_0} \sim \Omega \right)$.

Плазмоподобные среды характеризуются сильным откликом на изменения внешнего электромагнитного поля, действующего на них, что объясняется наличием в них значительного количества свободных носителей заряда. Поскольку носители имеют конечную массу, отклик среды на такие изменения является инерционным. При падении на такую среду короткого импульса свойства последней успевают существенно измениться за время взаимодействия, что может привести к существенному искажению как отраженного, так и преломленного импульса. Короткие импульсы, как правило, являются ангармоническими, их огибающая содержит лишь одно или несколько колебаний электромагнитного поля, их передний и задний фронты несимметричны, а расстояния между точками пересечения нуля не равны между собой. Все это существенно усложняет рассмотрение таких импульсов традиционными методами.

Выразив компоненты электромагнитного поля через вектор-потенциал и нормировав параметры, можно свести систему уравнений Максвелла для поля внутри среды к одному уравнению:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} - \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} = f,$$

где c – скорость света в вакууме, f – нормированная компонента вектор-потенциала, η и τ – пространственная и временная координаты соответственно. Наряду с традиционными решениями этого уравнения в виде бегущей волны существует набор его неразделяющихся решений

$$f = \sum_{q=q_0}^{\infty} d_q f_q(\tau, \eta), \quad f_q(\tau, \eta) = \frac{1}{2} (\Psi_{q-1}(\tau, \eta) - \Psi_{q+1}(\tau, \eta)),$$

$$\Psi_q(\tau, \eta) = \left(\frac{\tau - \eta}{\tau + \eta} \right)^{q/2} J_q(\sqrt{\tau^2 - \eta^2}),$$

где J_q - функция Бесселя целого порядка q . Значения коэффициентов d_q

находятся из условий непрерывности электромагнитного поля на границе среды ($\eta = 0$).

Разработаны два метода расчета отраженного от границы среды импульса. Первый метод основан на разложении исходного и отраженного

импульсов по системе функций Лягерра $L_n(x) = \frac{e^{\frac{x}{2}}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial x^n} (x^n e^{-x})$, $n = 0..∞$.

Эта система является полной и ортонормированной на промежутке $[0, +∞)$.

Кроме того, что линейные комбинации таких функций хорошо приближают профили коротких несинусоидальных импульсов, полезной

особенностью функций Лягерра является то, что для них можно ввести действительные коэффициенты отражения. Введя параметр $\alpha = \Omega t_0$ и

переменную $x = t_0^{-1} t$ и используя граничные условия, основанные на равенстве компонент поля снаружи и внутри среды, можно получить

бесконечную систему линейных уравнений относительно переменных d_q .

Выбрав подсистему достаточной размерности и решив ее, можно получить

значения коэффициентов d_q со сколь угодно высокой точностью и с их помощью рассчитать коэффициенты отражения для отдельных функций Лягерра.

Расчеты, проведенные для различных значений параметра α , показали, что рассмотренный выше метод хорошо практически применим для импульсов, представимых в виде суммы первых нескольких полиномов Лягерра и малых значений α ($\alpha < 1$), которым соответствуют короткие импульсы достаточной простой формы и разреженная плазма. При рассмотрении больших α и полиномов Лягерра высокого порядка, то есть достаточно длительных и медленно затухающих импульсов, взаимодействующих с плотной плазмой, этот метод требует решения систем большой размерности. Для того чтобы уменьшить сложность соответствующих расчетов, предлагается метод, основанный на

использовании аналогичных граничных условий для набора моментов времени. Этот метод также приводит к решению квадратной системы линейных уравнений.

Сравнение этих методов показало, что при малых значениях параметра α ($\alpha < 1$), которые соответствуют разреженной плазме или коротким импульсам, выгоднее пользоваться первым методом, поскольку он быстрее дает более точное приближение для отраженного импульса с увеличением размерности системы. При более высоких значениях α , соответствующих длинным импульсам и плотной плазме, удобнее второй метод, имеющий меньшую вычислительную сложность.

Расчет отраженного импульса проводился для ряда значений параметра α из промежутка от 0.5 до 5.0 и различных форм исходного импульса. На рис. 3 и 4 в качестве примера показаны профили отраженных импульсов для исходного импульса вида $E(x) = L_0(x) - L_2(x)$ при значениях α , равных 0.5 и 1.5 соответственно. Как видно из рисунков, искажение отраженного и проходящего импульсов уменьшается с увеличением продолжительности импульса и концентрации носителей.

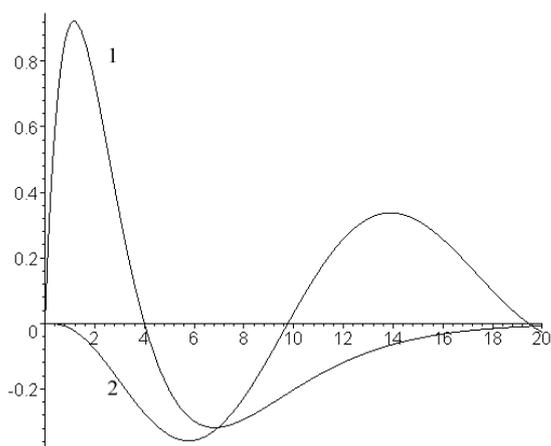


Рис. 3. 1 – исходный импульс,
2 – отраженный импульс.

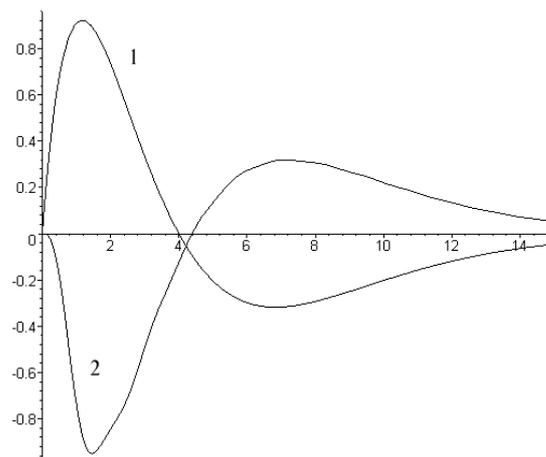


Рис. 4. 1 – исходный импульс,
2 – отраженный импульс.

Глава 3. Отражение и пропускание волн тонкими неоднородными пленками (точно решаемая модель)

В третьей главе рассматривается задача об отражении электромагнитного излучения от среды со сложной координатной зависимостью профиля диэлектрической проницаемости. В данной главе представлена новая точно решаемая модель прохождения произвольно поляризованной электромагнитной волны через неоднородную немагнитную среду. Эта модель включает два пространственных параметра и позволяет описывать как монотонные, так и вогнутые профили диэлектрической проницаемости.

Система уравнений Максвелла для s- или p-поляризованной волны может быть сведена к одному уравнению. Профиль вида

$$\varepsilon(z) = n_0^2 U^2(z),$$

$$U(z) = \left(\cos \frac{z}{L} + M \sin \frac{z}{L} \right)^{-1},$$

позволяет привести уравнения для обоих типов поляризации к общему виду:

$$u(1-u) \frac{\partial^2 Q_{s,p}}{\partial v^2} + [\gamma - u(1 + \alpha + \beta)] \frac{\partial Q_{s,p}}{\partial v} - \alpha \beta Q_{s,p} = 0.$$

Здесь неизвестная функция $Q_{s,p}$ содержит производящую функцию для s- и p-поляризованной волны соответственно, u и v – пространственные переменные, соответствующие координате z . Решениями этого уравнения являются гипергеометрические функции $W(\alpha, \beta, \gamma, u)$ и $W(\alpha, \beta, \gamma, 1-u)$. При помощи этих решений можно получить выражения для поляризационных компонент электромагнитного поля внутри среды. Применение граничных условий на внешней и внутренней границах неоднородного слоя позволяет определить комплексные коэффициенты отражения от него для s- и p- поляризованных волн.

На рис. 5 и 6 показаны зависимости коэффициентов отражения $|R_s|^2$ и $|R_p|^2$ для одного из профилей от угла падения волны для ряда частот для s- и p- поляризованных волн соответственно. Как видно из рисунков, в достаточно широком диапазоне углов падения ($0 \leq \delta \leq 45^\circ$) и частот значения коэффициентов отражения не превосходят 10 %, а подбором толщины слоя их можно снизить до 2 – 5 %. Однородные покрытия той же толщины со сходными значения диэлектрической проницаемости дают коэффициенты отражения $|R_s|^2, |R_p|^2 > 10 \%$. Следовательно, использование тонких неоднородных покрытий с рассмотренным профилем диэлектрической проницаемости может существенно уменьшить отражение электромагнитных волн от поверхности диэлектрика.

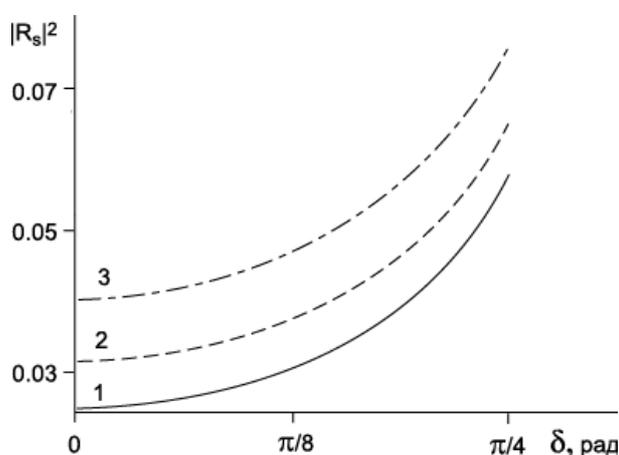


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения s-поляризованной волны от угла падения. $M = 0.88, d = 10^{-5}$ см. 1 – $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, 2 – $\omega = 1.75 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, 3 – $\omega = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

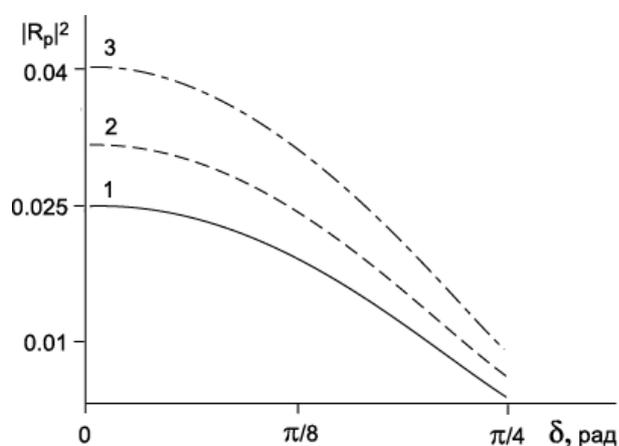


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения p-поляризованной волны от угла падения. $M = 0.88, d = 10^{-5}$ см. 1 – $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, 2 – $\omega = 1.75 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, 3 – $\omega = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Глава 4 Математические методы оптики неоднородных сред в задачах квантовой механики

Подход, аналогичный разработанному в третьей главе, применяется здесь к известной задаче квантовой механики о нахождении собственных функций и спектра энергии частицы в «расщепленной» потенциальной яме («double-well potential»).

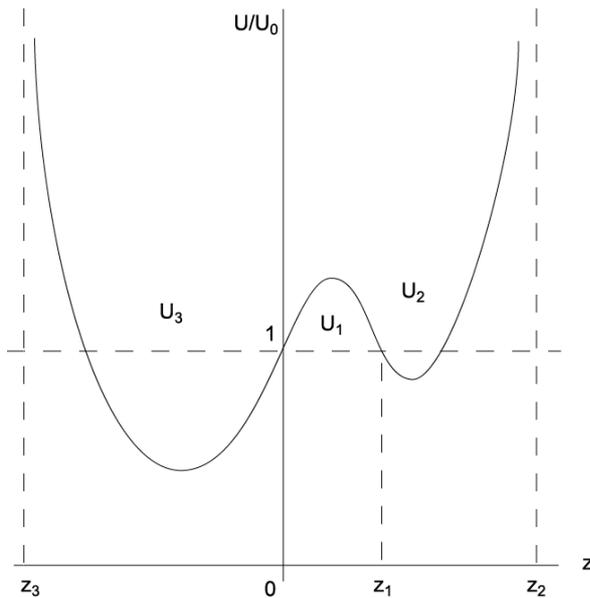


Рис. 7. «Расщепленный» нормированный потенциал $U(z)/U_0$, содержащий барьер U_1 и две потенциальные ямы U_2 и U_3 .

Рассматриваемая модель состоит из потенциальных ям U_2 и U_3 , разделенных барьером U_1 , при этом глубина каждой ямы произвольна (рис. 7). Уравнение Шредингера для каждой части профиля $U_n(z)$ ($n = 1, 2, 3$) записывается в виде

$$\frac{d^2\Psi_n}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_n)\Psi_n = 0,$$

где

$$U_n = U_0 \left(1 - \frac{1}{b_n} + \frac{W_n^2(z)}{b_n} \right),$$

$$W_n^2 = \left[\cos\left(\frac{z}{L_n}\right) + M_n \sin\left(\frac{z}{L_n}\right) \right]^{-2},$$

нормировочная постоянная U_0 имеет размерность энергии, а каждая часть профиля U_n характеризуется тремя параметрами: b_n , M_n и L_n . Построенный профиль непрерывен в точках $z = 0$ и $z = z_1$ касания барьера U_1 и потенциальных ям U_2 и U_3 . Приравнявая значения первых производных функций U_1 , U_2 и U_3 в этих точках, получим условия гладкого касания барьера и потенциальных ям: при $z = 0$:

$$\frac{M_1}{|b_1|L_1} = \frac{M_3}{b_3L_3}, \text{ при } z = z_1:$$

$\frac{M_1}{|b_1|L_1} = \frac{M_2}{b_2L_2}$. Таким образом, каждый участок профиля (U_1, U_2, U_3)

характеризуется тремя параметрами, весь профиль $U(z)$ описывается девятью параметрами, из которых семь являются свободными. Энергетические уровни частицы в рассматриваемом потенциале находятся из граничных условий для функций Ψ_n , которые ставятся на границах $z = z_2$ и $z = z_3$ и в точках касания выпуклой и вогнутых частей графика профиля $U(z)$ ($z = 0$ и $z = z_1$).

Заключение

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе:

- Определены основные механизмы рассеяния носителей, от которых зависят нелинейнооптические свойства полупроводников АПВВ в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.
- Рассчитаны зависимости нелинейных восприимчивостей третьего порядка указанных полупроводников от температуры кристалла, длины волны внешнего электромагнитного поля и концентрации ионизированных примесей. Обнаружено, что их максимальные значения на два порядка превышают величины нелинейных восприимчивостей в видимом и ближнем ИК диапазонах.
- Получена временная зависимость поля отраженного и проходящего импульса для исходных импульсов различной длительности при помощи неразделяющихся решений уравнений Максвелла в плазмоподобной среде. Установлено, что для коротких несинусоидальных импульсов, обратная продолжительность которых сравнима с плазменной частотой среды, искажение формы импульса увеличивается с уменьшением длительности импульса.

- Получено аналитическое решение задачи об отражении произвольно поляризованного электромагнитного излучения от неоднородного покрытия с координатной зависимостью диэлектрической проницаемости вида $U(z) = \left(\cos \frac{z}{L} + M \sin \frac{z}{L} \right)^{-1}$, содержащей два свободных параметра M и L , с помощью которой может быть описан ряд как монотонных, так и немонотонных профилей диэлектрической проницаемости.
- Рассчитаны комплексные коэффициенты отражения для некоторых профилей такого вида. Показано, что определенные профили позволяют реализовать малые значения коэффициентов отражения для электромагнитных волн в широком диапазоне углов падения и частот.
- Получено точное решение уравнения Шредингера для модели «расщепленного» потенциала, содержащей семь свободных параметров, и рассчитаны положения энергетических уровней частицы в таком потенциале.

Список работ, опубликованных по материалам диссертации

- Моисеенко Е. В., Шепелев А. В. Нелинейная восприимчивость полупроводников АШВВ в микроволновом диапазоне // Известия АН. Серия физическая. – 2001. – Т. 65. №12. – С. 1793-1795.
- Moisseenko E. V., Shepelev A. V. Nonlinear susceptibilities of АШВВ semiconductors in far infrared and longwave range // SPIE Proc. – 2002. - Vol. 4748. – P. 313 – 316.
- Моисеенко Е. В., Шварцбург А. Б. Шепелев А. В. Временное представление взаимодействия коротких электромагнитных импульсов с плазмоподобной средой // Труды VIII

Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» - Красновиново, Московская область, 2002 – Ч. 1. – С. 18-19.

- Моисеенко Е. В., Шепелев А. В. Температурная и частотная зависимость нелинейной восприимчивости GaAs в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2003. – Т. 8. №5. – С. 41-45.
- Моисеенко Е. В., Шварцбург А. Б., Шепелев А. В. Временное представление отражения электромагнитных импульсов от плазмоподобной среды // Радиотехника и электроника. –2003. – Т. 48. №6. - С. 684-686.
- Моисеенко Е. В., Шварцбург А. Б. Широкополосные безотражательные свойства тонких неоднородных покрытий для произвольно поляризованных электромагнитных волн в широком диапазоне углов падения // Оптика и спектроскопия – 2003. – Т. 95. № 5. - С. 771 – 776.