МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ТАВРИЧЕСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ В.И. ВЕРНАДСКОГО

СИДОРЕНКОВА (КАРАКЧИЕВА) ОЛЬГА СЕРГЕЕВНА

УДК 537.9

ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ

01.04.05 – оптика

диссертация на соискание ученого звания
кандидата физико-математических наук

Симферополь – 2014

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Объемные и поверхностные фонон-поляритоны, возникающие при распространении электромагнитного излучения в диэлектрической среде, представляют значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Это связано с многочисленными задачами проектирования и создания устройств магнито- и оптоэлектроники в широком диапазоне частот. На основе поляритонных моделей удается наиболее полно описать физические механизмы взаимодействия электромагнитного излучения со средой. Поляритонные модели позволяют описать динамику генерации и распространения линейных и нелинейных волн в различных средах в широком частотном диапазоне. На основе линейных и нелинейных поляритонных моделей возможно проектировать полностью оптические логические элементы, управляемые фильтры и линии задержки, другие элементы терагерцевых и оптических линий передачи информации. Поляритоны в диэлектрических средах активно исследуются в настоящее время в связи с задачами генерации и управления излучением в различных диапазонах частот, для изучения свойств магнитных диэлектриков в области резонансных частот, в частности, эпитаксиальных пленок феррит-гранатов, которые проявляют и оптические, и магнитные свойства в инфракрасном диапазоне.

Спектральные характеристики различных сред существенно зависят от напряженности внешнего электромагнитного поля, поэтому исследования нелинейной динамики объемных и поверхностных поляритонов актуально и перспективно.

В последние годы активно исследуются поверхностные плазмон-поляритоны, возникающие на границе раздела диэлектрической и проводящей сред. Благодаря этим исследованиям появилось новая отрасль в оптике – «плазмоника». Исследования поверхностных плазмон-поляритонов имеют перспективы, связанные с миниатюризацией процессоров на основе полностью оптических логических элементов, а также созданием квантовых компьютеров.

Однако влияние интенсивности и направления внешних статических электрического и магнитного полей на спектр объемных и поверхностных поляритонных волн в немагнитных диэлектрических средах, магнитных и бигиротропных средах, в настоящее время изучено недостаточно. Также имеются пробелы в исследовании свойств поляритонов в нелинейных средах. Этими причинами и обусловлен выбор темы диссертационной работы.

Связь работы с научными планами и темами. Диссертационная работа была выполнена в рамках научно-исследовательских работ по проектам Министерства науки и образования, молодежи и спорта Украины, зарегистрированных в УкрИНТЭИ под регистрационными номерами: № 0109U001358 (№273/09) «Спиновая динамика, фазовые переходы, магнитоупругие эффекты в магнетиках», № 0112U000449 (№295/12) "Взаимодействие электромагнитных полей различных диапазонов с магнитными монокристаллами, микро- и наноструктурами», проведенных на кафедре экспериментальной физики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского.

является теоретическое исследование свойств объемных и поверхностных поляритонов в линейных и нелинейных диэлектрических средах, с магнитной и без магнитной подсистемы, на основе использования классического макроскопического подхода.

Для реализации поставленной цели решались следующие *задачи*:

1) теоретически исследовать физические механизмы возникновения ветвей поляритонного спектра в линейных и нелинейных диэлектрических средах без магнитной подсистемы, и с магнитной подсистемой;

2) произвести анализ неустойчивости поляритонных волн, соответствующих ветвям спектра в диэлектрической среде с кубичной нелинейностью;

3) произвести анализ трансформации плоской поляритонной волны в пространственный солитон либо кноидальную (нелинейную периодическую)

волну в диэлектрической среде с кубической нелинейностью для потока объемных поляритонов;

4) теоретически исследовать физический механизм трансформации электромагнитного импульса в поверхностные плазмон-поляритонные импульсы, приобретающие формы светлого и темного солитонов, на границе металл-диэлектрик. Рассмотреть взаимодействие поверхностных плазмон-поляритонных импульсов с несущими частотами на первой и на второй гармонике на границе металла и диэлектрической среды с учетом квадратичной нелинейности среды.

Объект исследования – объемные оптические и магнитные поляритоны, а также поверхностные плазмон-поляритоны в линейных и нелинейных диэлектрических средах.

Предмет исследования – физические механизмы распространения линейных и нелинейных поляритонных волн в диэлектрических средах без магнитной подсистемы и с магнитной подсистемой.

Методы исследований – метод дисперсионных уравнений, метод медленно меняющихся амплитуд, метод укороченных уравнений.

Научная новизна полученных результатов состоит в пояснении таких физических эффектов:

1) Впервые теоретически показано, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью входящая плоская электромагнитная волна с частотой, лежащей в спектральной щели поляритонного спектра, генерирует плоскую поляритонную волну, которая, в зависимости от граничных условий, в результате неустойчивости трансформируется в пространственный солитон либо кноидальную волну.
2) Впервые теоретически показано, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью поляритонный поток, представляющий плоскую волну с линейной поляризацией, стратифицируется в результате самофокусировки. Поляритонный поток с плоским волновым фронтом с правой или левой круговой поляризацией в результате самофокусировки

приобретает вид пучка филаментов в форме регулярной решетки в поперечной плоскости, а поток с эллиптической поляризацией получает вид двойного ряда филаментов.

3) Впервые теоретически показано, что гауссов поверхностный плазмон-поляритонный импульс, возбужденный на границе диэлектрической среды и металла, трансформируется в светлый солитон с несущей частотой на первой гармонике, и в темный солитон с несущей частотой на второй гармонике. В результате возбуждения поверхностного плазмон-поляритонного импульса, переносящего темный солитон, и взаимодействия его с плазмон-поляритонным импульсом, имеющим форму светлого солитона, длина распространения обоих плазмон-поляритонных импульсов увеличивается по сравнению с длиной распространения гауссового плазмон-поляритонного импульса.

Научное и практическое значение полученных результатов. Интерес к поляритонам связан с использованием их свойств в магнито- и оптоэлектронике, фотонике, и в других областях научных исследований. С помощью варьирования напряженностей внешних электрического и магнитного полей, приложенных к среде, можно управлять параметрами поляритонов. Это свойство позволяет использовать поляритоны для создания полностью оптических логических элементов, линий задержки, управляемых фильтров и других элементов оптических линий обработки и передачи информации в терагерцевом и оптическом диапазонах.

Личный вклад соискателя. Теоретические расчеты и построения поляритонных спектров с помощью компьютерных программ в работах [1-8,11,13], экспериментальное исследование и обработка экспериментальных данных в работе [11] выполнены диссертантом самостоятельно.

Апробация результатов работы. Основные результаты диссертационного исследования были представлены на Международных конференциях: “International Conference on Lasers and Fiber-Optical Networks Modeling” (LFNM-2011) – Харьков, 2011, “Singular Optics” (SO-2012) – Севастополь,

2012. На международном семинаре: "Relaxed, nonlinear and acoustic optical processes and materials" (RNAOPM-2012) – Луцк, 2012. На Международной конференции - 6th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL*2013), 12th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM*2013), 2nd International Workshop "NONLINEAR PHOTONICS" (NLP*2013), Судак, 2013. На Международной конференции – 12^{th} International Conference "Functional Materials" ICFM'2013, Гаспра, 2013.

Публикации. Основные результаты исследования опубликованы в 15 работах, из них 4 статьи в зарубежных рецензируемых журналах, входящих в базу SCOPUS, 4 статьи в научных журналах, которые входят в список специализированных изданий МОН Украины, 1 патент Украины, 6 тезисов докладов на конференциях.

Структура диссертации. Диссертация состоит из вступления, четырех разделов, выводов и списка цитированной литературы. Общий объем работы составляет 108 страниц, 28 рисунков и 110 библиографических названий.

РАЗДЕЛ 1
ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Начиная с момента открытия поляритонов в 50-е годы 20 века [1-4] и по настоящее время не исчезает интерес к исследованию их свойств. Независимо друг от друга поляритонный спектр в двухионных кристаллах получили в 1950 г. К.Б. Толпыго [1], и в 1951 г. К. Хуанг [2]. Затем поляритонный спектр получают в 1956 г. У. Фано [3] и в 1957 г. Дж. Хопфилд [4]. Именно Дж. Хопфилд ввел термин «поляритон», использовавшийся в его работе для обозначения кванта волны поляризации среды. В настоящее время этот термин имеет другое значение.

Поляритон – составная квазичастица, возникающая при взаимодействии фотонов с элементарными возбуждениями среды – оптическими фононами, экситонами, плазмонами, магнонами и т.п. Поляритоны называются, соответственно, фонон-поляритонами, экситон-поляритонами, плазмон-поляритонами, магнон-поляритонами и т.п. В современной литературе поляритонами называют также и соответствующие гибридные волны [5-12].

«Поляритон - составная квазичастица, возникающая при взаимодействии фотонов и элементарных возбуждения среды» [5]. Известно, что поляритоны и в линейной, и в нелинейной среде являются коллективными возбуждениями – квазичастицами в системе атомов среды. Электромагнитное поле воздействует на атомы и их электронные оболочки, эти осцилляции передаются соседним атомам и т.д. [1-12].

При распространении электромагнитной волны в среде ионы кристаллической решетки начинают взаимодействовать с фотонами, и, таким образом, возникают связанные состояния поперечных оптических фононов с фотонами. Электромагнитное поле в среде возбуждает также осцилляции электронных оболочек ионов, и возникают связанные состояния фотонов и экситонов. При этом разноименные заряженные частицы движутся в электромагнитном поле в противоположных направлениях, т.е. в кристалле возбуждаются поперечные и продольные поляризационные волны, связанные с электромагнитной волной. Другими словами, электромагнитная волна распространяется в кристалле в сопровождении механической волны поляризации среды. Вблизи резонансов, при совпадении частот осциллирующих зарядов среды и электромагнитной волны, возникают связанные волны, названные поляритонными (нормальными) волнами.

Согласно представлению макроскопической теории «… при взаимодействии электромагнитной волны с возбуждениями среды возникают связанные волны – поляритонные волны, энергия которых частично состоит из электромагнитной и частично из энергии собственных возбуждений среды» [5].

1.1 Объемные поляритоны

Внешнее электромагнитное поле эффективно взаимодействует с твердым телом, представляющим собой систему взаимосвязанных заряженных частиц – электронов и нуклонов, доказательством чему является существенное снижение скорости распространения электромагнитной волны в теле по сравнению с вакуумом. Электромагнитная волна, проходящая через твердое тело, вносит в него энергию, при этом изменяет свои параметры из-за взаимодействия с телом. В результате такого взаимодействия в среде генерируются квазичастицы, представляющие собой связанные состояния электромагнитного поля и осцилляций ионов среды – поляритоны (квантовое представление поляритонов)[1-6]. На выходе из тела поляритоны отдают свою энергию фотонам электромагнитного поля за вычетом энергии, расходуемой на тепловые осцилляции среды.

Поляритоны в полупроводниках и диэлектрических средах активно исследуются в настоящее время в связи задачами генерации и управления излучением терагерцового диапазона [13-18].

При переходе осциллятора среды из основного состояния 0 в состояние S отклик среды пропорционален «силе осциллятора» $f \sim \left| \int \psi_S^{\ *} \mathbf{r} \exp(i\mathbf{kr}) \psi_0 d\mathbf{r} \right|^2$ [12], описывающей мультипольный отклик. В зависимости от соотношения интенсивности внешнего поля и длины волны, а также расстояния между атомами тела и типа решетки в кристалле, при $\mathbf{kr} << 1$ преобладает дипольный $\exp(i\mathbf{kr}) \to 1$, либо квадрупольный $\exp(i\mathbf{kr}) \to i\mathbf{kr}$ отклик среды. В области прозрачности для большинства тел преобладает дипольный отклик среды на внешнее поле.

Интерес к поляритонам связан с использованием их свойств в магнито- и оптоэлектронике, фотонике, различных областях научных исследований. В зависимости от резонансной частоты и соответствующего отклика среды на внешнее электромагнитное поле поляритоны в среде подразделяют на оптические и магнитные [7, 9, 19-22].

Если частота фотона лежит в оптическом диапазоне, то поляритоны будут возникать в областях, в которых диэлектрическая проницаемость данной среды отлична от единицы и обладает дисперсией, а магнитная проницаемость равна единице – это оптические поляритоны. Наиболее эффективная связь таких электромагнитных и поляризационных волн возникает в областях оптических резонансов, которые описываются законом дисперсии тензора диэлектрической проницаемости среды. При этом вводить в рассмотрение понятие магнитной проницаемости среды на оптических частотах нет необходимости [9, 22].

В магнитоупорядоченной среде магнитные моменты электронов и ядер атомов образуют связанную систему. При взаимодействии электромагнитной волны с магнитной средой, то есть при поглощении и переизлучении фотона, изменяется магнитный момент всего тела. При этом происходит рождение элементарных коллективных возбуждений всей системы – магнонов (квантов спиновых волн). Связанные состояния фотонов, фононов и магнонов представляют собой магнитные поляритоны [19-22].

Магнитные поляритоны в магнетике возникают на частотах, соответствующих СВЧ и терагерцевому диапазону, при которых диэлектрическая проницаемость среды близка к единице и не зависит от частоты поля, а магнитная проницаемость отлична от единицы и обладает дисперсией [9-12, 19-23]. Вопросам генерации волн в терагерцевом диапазоне частот, их детектирования и управления посвящено большое число работ [24,25]. Терагерцевый (субмиллиметровый – инфракрасный) диапазон частот в настоящее время активно исследуется в связи с многочисленными прикладными задачами, такими как неионизирующий контроль в системах безопасности, терагерцевая 3D-томография, спектроскопия с разрешением по времени [24], исследования свойств кристаллических магнитных материалов в области резонансных частот [19-22], в частности, эпитаксиальных пленок феррит-гранатов. Пленки феррит-гранатов представляют особый интерес в связи с использованием их в настоящее время для изготовления магнитофотонных кристаллов [27-29], устройств для поворота плоскости поляризации электромагнитных волн в волоконно-оптических разветвителях и переключателях со скоростью переключения порядка наносекунд, магнитофотонных логических элементах [24, 26-29]. Для некоторых магнитных диэлектриков области магнитных и оптических резонансов частично перекрываются, поэтому необходимо учитывать бигиротропию среды [20-22].

Поляритоны в бигиротропной среде представляют собой квазичастицы, возникающие при взаимосвязи фотонов, фононов и магнонов, когда и диэлектрическая, и магнитная проницаемости среды не равны единице, и зависят от частоты поля [19-23]. Такая ситуация возникает в случае совпадения характерных частот магнитной и диэлектрической проницаемости, т.е. при их резонансе [22].Коллективные возбуждения в среде можно описывать как при помощимногочастичного микроскопического, так и макроскопического, основанного на усреднении по физически малому объему, подходов, которые дают, в общем, одинаковые результаты. Интенсивность внешних полей также влияет на восприимчивость среды, то есть необходимо учитывать и нелинейные свойства среды [8, 11, 12, 27, 30-34]. В работе [27] теоретически рассматриваются магнитные поляритоны, обладающие постоянной частотой и распространяющиеся перпендикулярно слабому внешнему электромагнитному полю.

Несмотря на большой объем работ, посвященных исследованию свойств поляритонов, до сих пор не было показано, как влияет на спектр поляритонов внешнее электрическое и магнитное поле, и нелинейность среды. В данной работе показано как меняется спектр поляритонов в случае, когда на среду приложено внешнее электрическое, внешнее магнитное поле. Влияние внешнего электрического поля было рассмотрено для оптических поляритонов, при направление его параллельно и перпендикулярно волновому вектору. Влияние внешнего магнитного поля было рассмотрено для магнитных и бигиротропных поляритонов, в случаях параллельного и перпендикулярного направления поля относительного волнового вектора.

Помимо этого, до сих пор не было показано, как влияет кубическая нелинейная восприимчивость на поляритонный спектр. Поэтому одной из целей данной работы было исследовать поляритонный спектр в нелинейной среде керровского типа.

1.1.1 Спектр поляритонов в диэлектрической среде

При отсутствии высокочастотного поля $\mathbf{E}=0$ вектор поляризации среды в линейном приближении равен $\mathbf{P}_0=\left[\left(e^{*2}N/m^*\right)\Omega_\perp^{-2}+\chi_1\right]\mathbf{E}_0=\left(\varepsilon_0-1\right)\mathbf{E}_0/4\pi$. Из этого соотношения находим линейную статическую диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon_0=\varepsilon_\infty+\omega_{Pi}^2/\Omega_\perp^2$, где $\omega_{Pi}^2=4\pi e^{*2}N/m^*$ – эффективная ионная плазменная частота, $\varepsilon_\infty=1+4\pi\chi_1$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, измеренная вдали от резонансной частоты $\Omega_\perp$. Дисперсионное уравнение для фонон-поляритонов имеет вид $\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - k^2 = 0$. Помимо поперечных осцилляций в среде генерируются продольные осцилляции. Если длина продольной волны много больше размеров элементарной ячейки среды $\mathrm{ka} << 1$, то сдвигом фаз осцилляций соседних ячеек можно пренебречь – это длинноволновое приближение. Частота продольных осцилляций определяется формулой $\Omega_\| = \left(\Omega_\perp^2 + \frac{\omega_P^2}{\varepsilon_\infty(E_a^2)}\right)^{1/2}$. Частота продольных осцилляций среды – это частота продольных фононов.

Решения дисперсионного уравнения для поляритонного спектра можно представить в виде $\omega_\pm = \left\{\frac{1}{2}\left(\Omega_\|^2 + \frac{c^2k^2}{\varepsilon_\infty}\right) \pm \left[\frac{1}{4}\left(\Omega_\|^2 + \frac{c^2k^2}{\varepsilon_\infty}\right)^2 - \Omega_\perp^2\frac{c^2k^2}{\varepsilon_\infty}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}$, из которого следует, что при $k \to 0$частота верхней ветви ω_+ спектра равна частоте продольных фононов, частота нижней ветви ω_- спектра равна нулю. На рис. 2.2 представлен поляритонный спектр [1,2,6,17].

Ширина щели в поляритонном спектре равна $\Delta\omega_g = \Omega_\| - \Omega_\perp$ [1]. Электромагнитные волны, частоты которых попадают в щель поляритонного спектра, не распространяются в среде, но отражаются от границы данной среды. Для нижней ветви (знак минус в выражении для поляритонного спектра) (рис. 1.1) частота (энергия поляритонов) при $k = 0$ равна нулю $\omega_-(k=0) = 0$, а для верхней ветви (знак плюс) энергия при $k = 0$ не обращается в ноль, а равна частоте продольных фононов $\omega_+(k=0) = \Omega_\|$. При больших значениях волнового числа k спектр поляритонов верхней ветви 1 совпадает с фотонным спектром в среде $\omega_+(k \to \infty) \to ck/\sqrt{\varepsilon_\infty}$, а нижней ветви 2 – со спектром поперечных фононов $3\,\omega_-(k \to \infty) \to \Omega_\perp$. При больших значениях волнового числа k квазичастицы – поляритоны – распадаются на фотоны в среде и поперечные фононы [17].

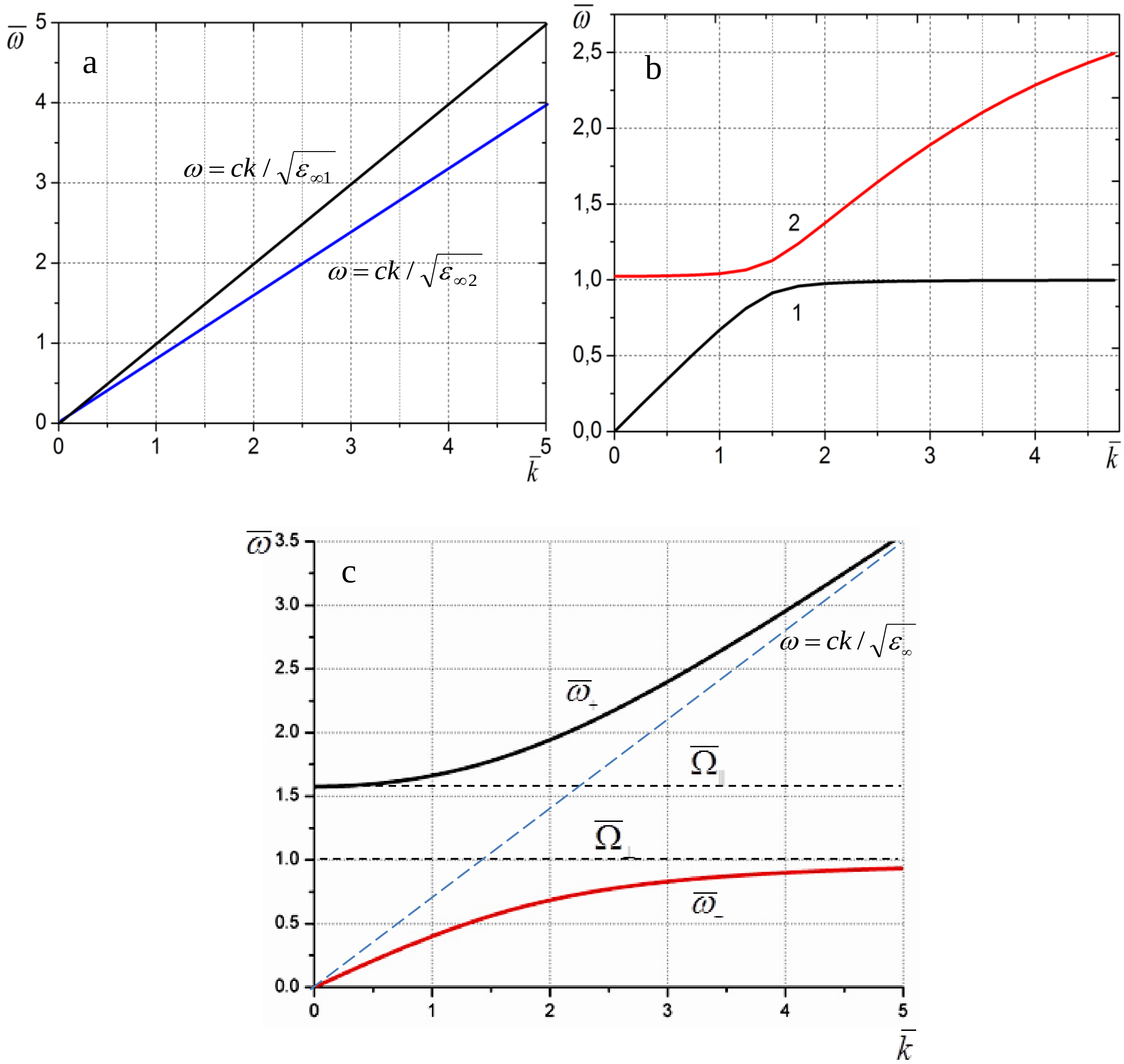

Рис. 1.1 Спектр поляритонов в диэлектрике:

a) $\omega_P^2/\Omega_\perp^2\varepsilon_\infty = 0$, b) $\omega_P^2/\Omega_\perp^2\varepsilon_\infty = 0.1$, c) $\omega_P^2/\Omega_\perp^2\varepsilon_\infty = 1.56$

(частоты и волновой вектор нормированные $\overline{\omega}_j = \omega_j/\Omega_\perp, \overline{k} = ck/\Omega_\perp$).

Таким образом, для нижней ветви в диапазоне $\overline{k} \in [0, 1.5]$ основную энергию переносят электромагнитные волны, а в диапазоне $\overline{k} \in [1.5, 5]$ - поляризационные (механические) волны в среде. Для верхней ветви в диапазоне $\bar{k} \in [0,1.5]$ основную энергию переносят механические волны, а в диапазоне $\bar{k} \in [1.5, 5]$ - электромагнитные волны.

Поляритонный спектр в линейной диэлектрической среде, для которой учтена зависимость диэлектричекой проницаемости от экситонных возбуждений, определяется дисперсионным уравнением, где $\tilde{\varepsilon} = 1 + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Omega_\perp^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$, представлен на рис. 1.2. Здесь $\omega_{Pi}^2 = 4\pi e_{eff}^2 N / m_{eff}$ $\omega_{Pi}^2 = 4\pi e_{eff}^2 N / m_{eff}$ - эффективная ионная плазменная и электронная плазменная частоты, $\Omega_\perp = \sqrt{q_1 / m_{eff}}$ - частота поперечных оптических фононов. Ветви 1 и 2 соответствуют фонон-поляритонам – связанным состояниям фотонов и оптических фононов (дипольных возбуждений решетки), а ветвь 3 – экситон-поляритонам – связанным состояниям фотонов и экситонов (дипольных возбуждений электронных оболочек). Пунктирные линии: 1 – фотоны в среде $\omega = ck / \sqrt{\varepsilon_\infty}$, 2 – оптические фононы $\Omega_\perp$, 3 – экситоны $\omega = \omega_0 + \hbar k^2 / 2m$. При совпадении частот и волновых векторов вблизи резонансных значений наиболее эффективно возбуждаются поляритоны соответствующего типа: при $\bar{k} \sim 2$ - фонон-поляритоны в терагерцевом диапазоне, при $\bar{k} \sim$ 9 - экситон-поляритоны в оптическом диапазоне частот.

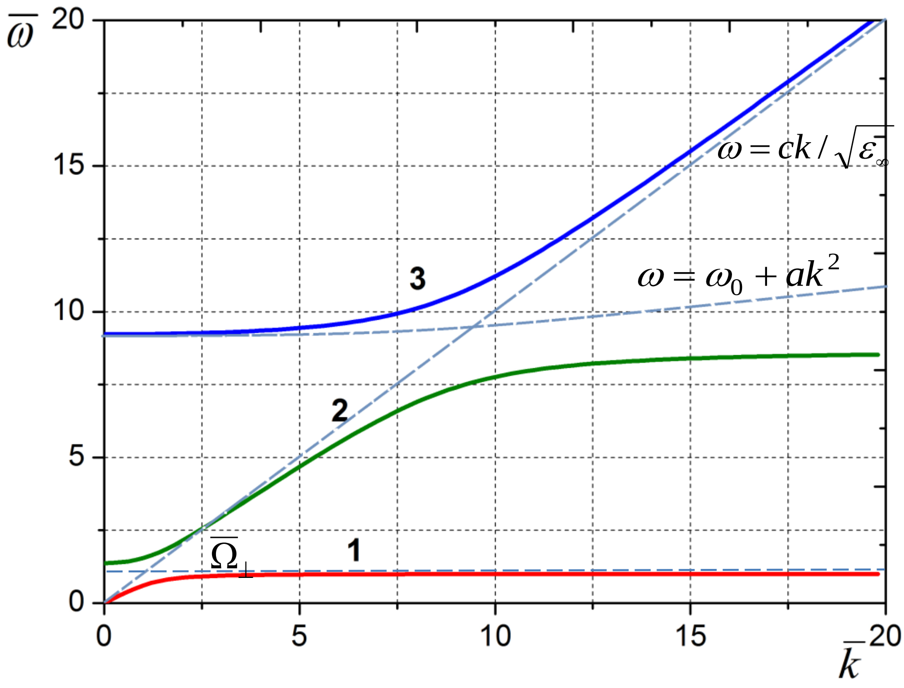

Рис. 1.2 Поляритонный спектр в линейной диэлектрической среде. Частоты и волновой вектор представлены в безразмерных единицах, $\overline{\omega} = \omega / \Omega_\perp$, $\bar{k} = ck / \Omega_\perp$, $\Omega_\perp \sim 10^{13} c^{-1}$ - частота оптических фононов.

1.1.2 Баланс энергии поляритонного и электромагнитного поля

В зависимости от параметров среды и падающего электромагнитного поля фотоны и фононы в среде, связанные в поляритоны, будут переносить различную долю энергии [2]. Плотность энергии в среде можно найти, пользуясь методикой баланса энергии [35,36]. С помощью уравнений

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\dot{\mathbf{B}}, \tag{1.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c}\dot{\mathbf{E}} + \frac{4\pi}{c}\dot{\mathbf{P}}, \tag{1.2}$$

получаем уравнение баланса плотности энергии в среде в виде

$$\nabla \mathbf{S} = -\frac{\partial w}{\partial t}, \tag{1.3}$$

где $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ - вектор Пойнтинга, $\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\left(\mathbf{E}\dot{\mathbf{E}} + \mathbf{B}\dot{\mathbf{B}}\right) + \mathbf{E}\dot{\mathbf{P}}$ - изменение плотности энергии поля и среды во времени.

Заряды среды связаны друг с другом через электромагнитное поле – фотоны; помимо этого в среде присутствуют упругие колебания – фононы. Поэтому плотность энергии в среде можно представить в форме [17]

$$\begin{aligned} w = {} & \frac{m^* N}{2}\dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{m^* N\Omega_\perp^2}{2}\mathbf{R}^2 + m^* N\Gamma\int \dot{\mathbf{R}}^2 dt - e^* N\left(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}\right)\mathbf{R} \\ & - \frac{1}{2\left(\chi_1 + \chi_2 E_0\right)}\left[\chi_{10}\mathbf{E}_0 + \left(\chi_1 + \chi_2 E_0\right)\mathbf{E}\right]^2 + \frac{1}{8\pi}\left(\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2\right) + \mathbf{E}\mathbf{P}. \end{aligned} \tag{1.4}$$

Действительно, беря производную по времени от выражения (1.4), получаем производную от плотности энергии $\partial w/\partial t$, фигурирующую в правой части уравнения (1.3). Если в выражение (1.4) подставить выражение $\mathbf{P} = e^* N\mathbf{R} + \left(\chi_1 + \chi_2 E_0\right)\mathbf{E}$, то выражение для плотности энергии среды с электромагнитным полем принимает вид

$$\begin{aligned} w = {} & \frac{m^* N}{2}\dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{m^* N\Omega_\perp^2}{2}\mathbf{R}^2 + m^* N\Gamma\int \dot{\mathbf{R}}^2 dt - e^* N\mathbf{E}_0\mathbf{R} - \frac{\chi_{10}^2}{2\left(\chi_1 + \chi_2 E_0\right)}\mathbf{E}_0^2 \\ & + \frac{1}{8\pi}\left\{\left[1 + 4\pi\left(\chi_1 + \chi_2 E_0\right)\right]\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2\right\}. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Первые два члена выражения (1.5) – это кинетическая и потенциальная энергия осцилляций ячеек в единице объема среды, третий член описывает поглощение энергии в среде, четвертый и пятый – плотность электростатической энергии, внесенной в среду внешним электрическим полем, последний член – плотность энергии высокочастотного электромагнитного поля в среде.

1.1.3 Энергия электромагнитного поля и механических осцилляций среды в поляритонной волне

Запишем систему уравнений, описывающих диэлектрический кристалл, на который падает электромагнитная волна. Система уравнений включает:

1) уравнение движения зарядов в элементарной ячейке кристаллической решетки

$$m_{eff}\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2}+m_{eff}\Gamma\frac{d\mathbf{R}}{dt}+\nabla_R U_R=e_{eff}\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}\frac{d\mathbf{R}}{dt}\times\mathbf{B}\right) \tag{1.6}$$

где e_{eff}, m_{eff} - эффективные заряд и масса ионов, $\mathbf{R}=\mathbf{r}_+-\mathbf{r}_-$ - вектор смещения положительного и отрицательного ионов, $U_R=(q_{1R}/2)R^2+(q_{2R}/3)R^3+(q_{3R}/4)R^4$ - потенциальная энергия ионов, Γ - коэффициент затухания осцилляций;

2) уравнение движения внешнего (оптического) электрона в ионе

$$m\frac{d^2\tilde{\mathbf{r}}}{dt^2}+m\Gamma\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}+\nabla_r U_r=-e\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\times\mathbf{B}\right), \tag{1.7}$$

где $U_r=(q_{1r}/2)\tilde{r}^2+(q_{2r}/3)\tilde{r}^3+(q_{3r}/4)\tilde{r}^4$ - потенциальная энергия электрона;

3) уравнения электромагнитного поля

$$\nabla\times\mathbf{B}=c^{-1}\left(\dot{\mathbf{E}}+4\pi\dot{\mathbf{P}}\right),\quad \nabla\times\mathbf{E}=-c^{-1}\dot{\mathbf{B}}, \tag{1.8}$$

где $\mathbf{P}=e_{eff}N_C\mathbf{R}-eN_e\tilde{\mathbf{r}}$ - вектор поляризации среды, N_C - число ячеек, N_e - число электронов в единице объема, q_{jr}, q_{jR} - феноменологические упругие константы, точка над величиной обозначает частную производную по времени. В системе уравнений (1.6)-(1.8) учтена связь зарядов среды через электромагнитное поле.

Введем потенциал электромагнитного поля $\mathbf{E}=-c^{-1}\dot{\mathbf{A}}, \mathbf{B}=\nabla\times\mathbf{A}$ с калибровкой $\nabla\mathbf{A}=0, \phi=0$. Тогда системе уравнений (1.6)-(1.8) соответствует плотность функции Лагранжа

$$L = L_C + L_e + L_f\,, \tag{1.9}$$

где $L_C = \frac{m_{eff} N_C}{2}\left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^2 - N_C U_R - \frac{e_{eff} N_C}{c}\mathbf{R}\dot{\mathbf{A}}, L_e = \frac{mN_e}{2}\left(\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\right)^2 - N_e U_r + \frac{eN_e}{c}\tilde{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{A}},$

$L_f = \frac{1}{8\pi c^2}\dot{\mathbf{A}}^2 - \frac{1}{8\pi}(\nabla\times\mathbf{A})^2$. При этом в правые части уравнений движения зарядов $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial(d\,\tilde{\mathbf{r}}/dt)}\right) = \nabla_r L$, $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial(d\,\mathbf{R}/dt)}\right) = \nabla_R L$ следует добавить диссипативные силы $-\nabla_R \frac{m_{eff}\Gamma}{2}\left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^2$, $-\nabla_r \frac{m\Gamma}{2}\left(\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\right)^2$, а уравнение поля принимает вид $\nabla^2\mathbf{A} - c^{-2}\ddot{\mathbf{A}} = -4\pi c^{-2}\dot{\mathbf{P}}$. Найдем плотность функции Гамильтона $\tilde{H} = \mathbf{P}_e d\,\tilde{\mathbf{r}}/dt + \mathbf{P}_C d\,\mathbf{R}/dt + \mathbf{P}_f\dot{\mathbf{A}} - L$, где $P_j = \partial L/\partial\dot{Q}_j$ - обобщенные импульсы, $Q_j = (\tilde{r}_j, R_j, A_j)$, используя выражение (1.9) для L,

$$\tilde{H} = \frac{m_{eff} N_C}{2}\left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^2 + \frac{mN_e}{2}\left(\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\right)^2 + N_C U_R + N_e U_r + \frac{1}{8\pi c^2}\dot{\mathbf{A}}^2 + \frac{1}{8\pi}(\nabla\times\mathbf{A})^2 . \tag{1.10}$$

Выражение (1.10) для плотности энергии в среде позволяет найти соотношение между долями энергии поля фотонов $w_f = \frac{1}{8\pi c^2}\dot{\mathbf{A}}^2 + \frac{1}{8\pi}(\nabla\times\mathbf{A})^2$ и поля фононов $w_P = \frac{m_{eff} N_C}{2}\left(\frac{d\,\mathbf{R}}{dt}\right)^2 + \frac{mN_e}{2}\left(\frac{d\,\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\right)^2 + N_C U_R + N_e U_r$ при различных частотах. Подставляя в выражения w_f, w_P значения потенциала поля $A = A_a\cos(\omega t - kz)$ для первой гармоники в прозрачной среде, вектора смещения электрона $\tilde{r} = \left[\frac{e\omega A_a}{mc(\omega_0^2-\omega^2)} - \frac{3\alpha_{3r}e^3\omega^3 A_a^3}{m^3c^3(\omega_0^2-\omega^2)^4}\right]\sin(\omega t)$ и вектора смещения ионов $R = \left[-\frac{e_{eff}\omega A_a}{m_{eff}c(\Omega_\perp^2-\omega^2)} + \frac{3\alpha_{3R}e_{eff}^3\omega^3 A_a^3}{m_{eff}^3c^3(\Omega_\perp^2-\omega^2)^4}\right]\sin(\omega t)$, при $\Gamma = 0$ и $k = \frac{\omega}{c}\left(1 + \frac{\omega_e^2}{\omega_0^2-\omega^2} + \frac{\omega_I^2}{\Omega_\perp^2-\omega^2}\right)^{1/2}$, усредняя по периоду осцилляций $2\pi/\omega$, получаем выражения

$$\overline{w}_f = \frac{A_a^2}{16\pi c^2}\omega^2\left(2+\frac{\omega_e^2}{\omega_0^2-\omega^2}+\frac{\omega_I^2}{\Omega_\perp^2-\omega^2}\right), \tag{1.11}$$

$$\overline{w}_P = \frac{A_a^2}{16\pi c^2}\omega^2\left\{\begin{aligned}&\omega_e^2\left(\omega_0^2+\omega^2\right)\left[\frac{1}{\omega_0^2-\omega^2}-\frac{3\alpha_{3r}e^2A_a^2}{m^2c^2}\frac{\omega^2}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^4}\right]^2\\ &+\omega_I^2\left(\Omega_\perp^2+\omega^2\right)\left[\frac{1}{\Omega_\perp^2-\omega^2}-\frac{3\alpha_{3R}e_{eff}^2A_a^2}{m_{eff}^2c^2}\frac{\omega^2}{\left(\Omega_\perp^2-\omega^2\right)^4}\right]^2\end{aligned}\right\}. \tag{1.12}$$

Отношение $\overline{w}_f/\left(\overline{w}_f+\overline{w}_P\right)$ характеризует доли энергии фотонного поля и поляритонного поля (смесь фотонов и фононов) в среде при различных значениях частоты (рис. 1.1).

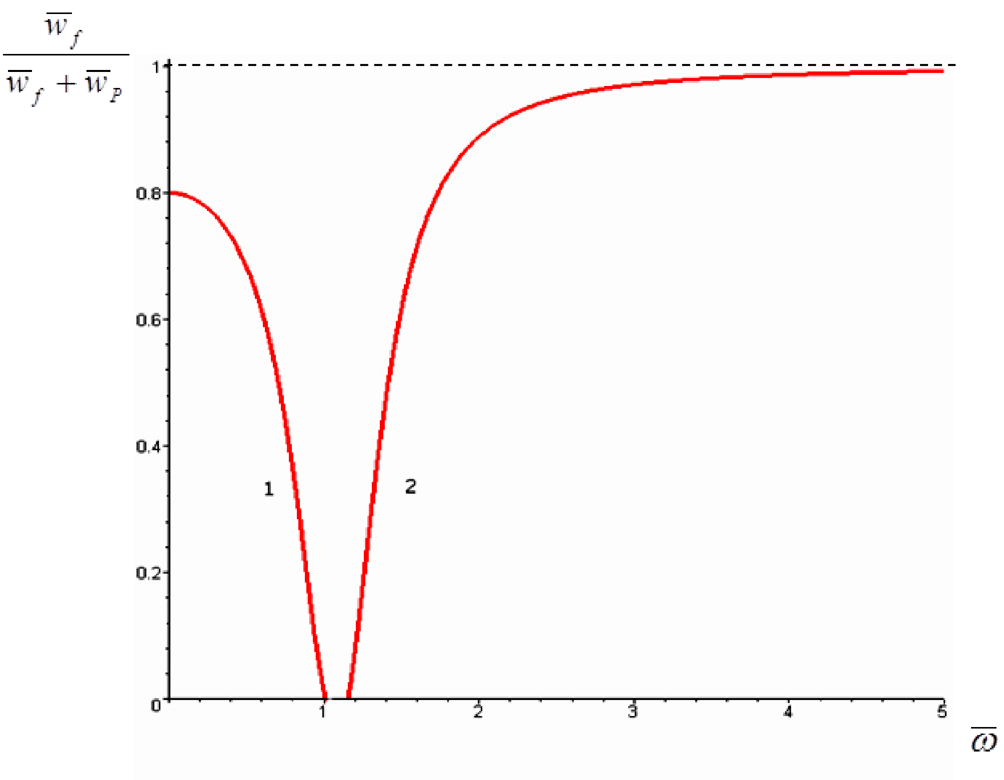

Рис. 1.3 Соотношение между долями энергии поля фотонов и поля поляритонов в среде при различных частотах.

Кривая 1 на рис. 1.3 представляет доли энергии фотонного и фононного полей в поляритонах нижней ветви 1, а кривая 2 – верхней ветви 2 поляритонного спектра. На высоких частотах доля энергии фотонного поля стремится к 100%, а фононного поля – к нулю. Вблизи границ запрещенной зоны спектра энергия фотонного поля стремится к нулю к нулю, то есть в последнем случае практически вся энергия поляритонного поля переносится фононами. Аналогичная динамика перекачки энергии между фотонным и фононным полем наблюдается и в линейной среде [2].

1.2 Поверхностные поляритоны

Помимо объемных поляритонов, существуют также и поверхностные поляритоны (ПП), которые распространяются в среде с границами. Волны этого типа распространяются вдоль границы раздела сред, при этом одна из сред должна быть оптически активной, т.е. вызывать вращение плоскости поляризации. Амплитуды волн экспоненциально убывают при удалении от границы раздела. Такие волны привязаны к поверхности и не удаляются от нее внутрь среды. Обычно ПП рассматривают в оптическом диапазоне частот, но они могут возбуждаться вплоть до СВЧ волн. Сейчас помимо оптических ПП, исследует даже терагерцевые ПП.

Для возбуждения ПП необходимы специальные условия. Таким образом, существует несколько различных способов их возбуждения, наиболее эффективными их которых являются призменный метод и решеточный метод. Призменный метод основан на явлении полного внутреннего отражения, в котором свет под углом θ падает на оптически активную среду из оптически более плотной среды.Угол θ определяется соотношением $\theta > arcsin\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3}\right)$, $\varepsilon_1 < \varepsilon_3$, где ε_3 – это диэлектрическая проницаемость призмы. Данный метод существуют в двух вариантах: геометрия Отто (рис.1.4a) и геометрия Кречманна (рис.1.4b). Призменный метод в геометрии Отто применяют чаще всего в ИК-диапазоне частот (эффективность преобразования электромагнитного излучения 0,001), а метод по схеме Кречманна для видимого диапазона частот (эффективность преобразования электромагнитного излучения доходит до 1). Суть решеточного метода заключается в нанесении дифракционной решетки на оптически активную среду (рис. 1.4c), которая рассеивает излучение под определенными углами, в результате чего волна оказывается направленной вдоль поверхности, т.е. становится ПП. [36].

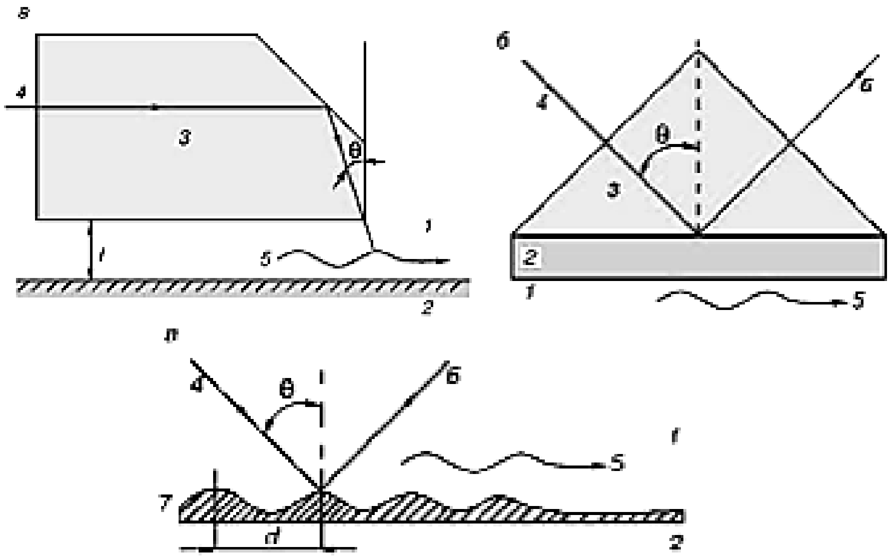

Рис. 1.4 Возбуждение ПП a) Призменный метод в геометрии Отто, b) призменный метод в геометри Кречманна, c) решеточный метод. Здесь: 1- диэлектрик, 2 – оптически-активная среда, 3 – призма, 4 – падающее излучение, 5 – ПП, 6 – зеркально-отраженное излучение, 7 – решетка, l–зазор пропорциональной длине волны, d - период решетки [37].

1.2.1 Поверхностные плазмон-поляритоны

Плазмоны возбуждаютсяв проводящей среде, а поляритоны являются квазичастицами появляющимися в результате взаимодействия фотонов и фононов в диэлектрической среде [38]. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) возникают в результате распространения электромагнитной волны вдоль границы раздела диэлектрической среды и металла, и являются смесью фотонов, фононов и плазмонов [39,40]. Известно, что ППП возникают в случае отрицательной диэлектрической проницаемости активной среды (металл или метаматериал). Если активной средой является металл, то ППП возникают на ТМ-моде. Однако, если вместо металла использовать метаматериал, то тогда ППП возникает на ТЕ-моде.В случае с ППП диэлектрическая проницаемость становится отрицательной из-за доминирующего вклада электронного газа в поляризуемость среды [37].

ППП привлекают внимание исследователей в связи с их уникальными свойствами в электронной технике, работающей на оптических частотах [41 - 45]. Это связано с тем, что волновые вектора ППП в несколько раз больше в воздухе, чем длина волны на той же самой частоте. Т.е. эффективный показатель преломления ППП больше показателя преломления диэлектрика [46].
ЭтосвойстводелаетППП оченьперспективнойобластьюдляпримененияв оптоэлектронныхустройствах, для уменьшения размеров чипа. Кроме того, ППП возникающие в результате СВЧ излучения используют для поддержания газового разряда в плазмохимических реакторах [47].

Рассмотрим модель, представляющую генерацию плазмонов в металле. Уравнение, описывающее динамику свободного электрона в кристаллической решетке металла, представим в форме

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \omega_{re}\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{e}{m}\vec{E}_a \exp(-i\omega t), \tag{1.13}$$

Решение уравнения (1.13) имеет вид

$$\vec{r} = \frac{e/m}{\omega^2 + i\omega_{re}\omega}\vec{E}_a \exp(-i\omega t) \quad (1.14)$$

В этом случае диэлектрическая проницаемость среды может быть найдена из соотношения $\varepsilon\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$, где $\vec{P} = -eN_e\vec{r} + e_{eff}N\vec{R}$. Выражение для диэлектрической проницаемости проводящей кристаллической средыполучаем в виде

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_I^2}{\Omega_\perp^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} - \frac{\omega_e^2}{\omega^2 + i\omega_{re}\omega}. \quad (1.15)$$

Второе слагаемое в выражении (1.15) описывает реакцию ионов, закрепленных в узлах кристаллической решетки, а третье слагаемое – реакцию электронного газа на воздействие электромагнитного поля. Из выражения (1.15)следует, что вдали от решеточного резонанса, например, для оптических частот $\Omega_\perp << \omega$, диэлектрическая проницаемость металла может быть меньше нуля $\varepsilon < 0$.

Дисперсионное уравнение для объемных плазмонов в безграничной проводящей среде имеет вид

$$\omega^2 - \varepsilon c^2 k^2 = 0, \quad (1.16)$$

где ε - определяется выражением (1.15). Дисперсионное уравнение (1.16) описывает квазичастицы – плазмон-поляритоны в проводящей среде.

Существует три основных варианта интерфейса, для получения ППП границ. 1) Простойинтерфейс, т.е. имеетсятолько две среды (металл и диэлектрик) и соответственно только две диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2(рис. 1.4a). ВэтомслучаевозникаютобыкновенныеППП, сдлинойраспространенияпорядка 98 мкм. 2) Тонкая металлическая пластинка с диэлектрической проницаемостью ε_2, ограничивается с обеих сторон полубесконечными диэлектриками с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 (рис. 1.4b).При таком интерфейсе возникают две пары связанных ППП, с длиной распространения порядка 3.5 мкм, из-за такой длины распространения их называют длинноволновыми ППП. При этом возможны два варианта симметричные моды ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3$) и несимметричные моды ($\varepsilon_1 < \varepsilon_3$ или $\varepsilon_1 > \varepsilon_3$). 3) Диэлектрик толщиной l с диэлектрической проницаемостью ε_1 с двух сторон окружен полубесконечными металлическими пластинками с диэлектрической проницаемостью ε_2(рис. 1.4c). В данном случае на границе возбуждаются ППП в виде симметричных мод.[39].Последние оба варианта к так называем резонансным ПП, т.к. схемы, по которым они получены, представляют собой плазмонные волноводы, окруженные резонатором. Во втором и третьем случае, могут возникнуть длинноволновые ППП, которые обладают большей длиной распространения, чем ППП, полученные в простом дизайне. Однако, если ППП, возбужденный в случае простого дизайна генерирует вторую гармонику, то длина его распространения увеличится в пять раз.

Схематически три варианта возникновения ППП представлены на рис. 1.5 [40].

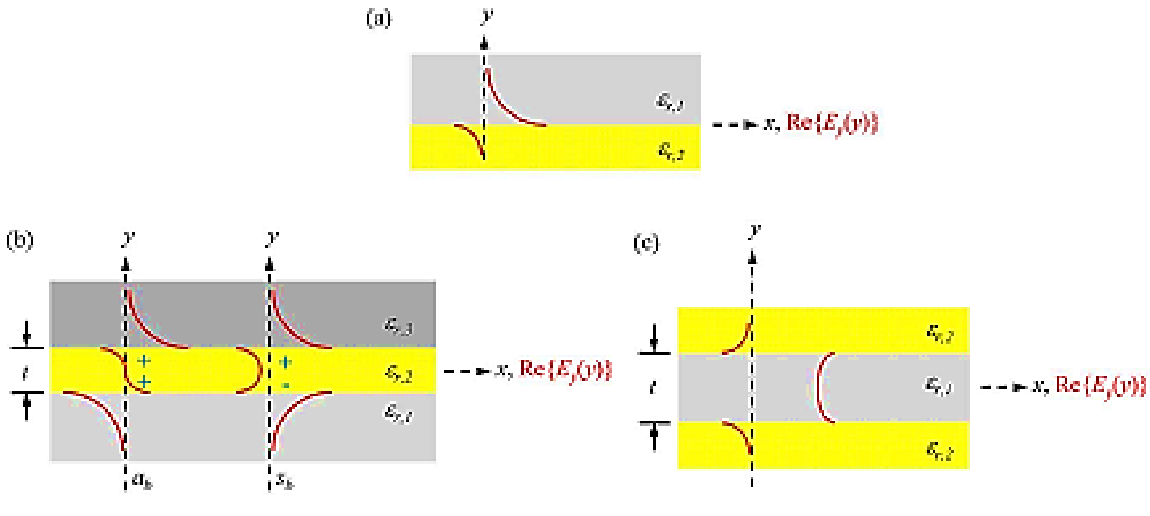

Рис. 1.5 Границы раздела металл-диэлектрик, на которых генерируются ППП: a) граница раздела металл-диэлектрик с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 соответственно; b) металлическая пластина с диэлектрической проницаемостью ε_1, окруженная полубесконечными

диэлектриками с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 соответственно; c) диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε_1, ограниченный металлическими пластинами с диэлектрической проницаемостью ε_2 [40].

С развитием плазмоники активно исследуются различные свойства ППП, так например, свойства нелинейных мод, их типы и взаимодействие, пространственные солитоны были теоретически и экспериментально исследованы в следующих статьях [39-45]. Динамика нелинейных поляритонных импульсов в бесконечной диэлектрической среде была проанализирована в статьях [30,48-51]. Во всех указанных выше работах описываются темные и светлые солитоны возникающие в диэлектрической среде со вторым и третьим порядком нелинейности. Импульс приобретает форму солитона в случае, когда скорость нелинейного укручения его амплитуды точно равна скорости расплывания импульса в результате дисперсии в среде [52].

Импульс в форме светлого солитона в безграничной среде описывается обратным квакдратом гиперболического сосинуса $\sim A/cosh^2[t-z/v(A)]$, скорость его распространения зависит от амплитуды. При этом, чем больше амплитуда, тем выше скорость солитона. Темный солитон в волне описывается квадратом гиперболического конусинуса $\sim tanh^2[t-z/v(A)]$. Промодулированная волна может принимать форму темного или светлого солитона, обладая всеми его свойствами, но скорость такого волнового пакета не будет зависеть от амплитуды.

В работе [44] рассматривается генерация и взаимодействие нелинейных ППП на первой и второй гармонике ТМ-моды на границе раздела нелинейной диэлектрической среды и немагнитного металла. Входящий электромагнитный импульс генерирует ППП импульс с несущей на первой гармонике частоты и на второй гармонике. ППП импульс на первой гармонике приобретает форму светлого солитона, а на второй гармонике – темного солитона. В работе проведен аналитический и численный анализ динамики амплитуд нелинейных ППП. Трансформация входящего импульса в ППП солитон происходит в результате возбуждения второй гармоники и ее взаимодействия с ППП импульсом на первой гармонике на границе раздела сред при условии выполнения фазового синхронизма. Таким образом, длина распространения ППП солитонных импульсов становится в пять раз больше, чем гауссова импульса, при заданных параметрах электромагнитного поля и среды.

1.3 Выводы

1. Электромагнитная волна, проходящая через твердое тело, вносит в него энергию, при этом изменяет свои параметры из-за взаимодействия с телом. В результате такого взаимодействия в среде генерируются квазичастицы, представляющие собой связанные состояния электромагнитного поля и осцилляций ионов среды – поляритоны. Поляритоны, в зависимости от свойств среды, могут быть оптическими, магнитными, бигиротропными. Спектры поляритонов можно искать как методами квантовой физики многих частиц, так и методами классической физики.

2. Одной из наиболее перспективных областей исследования и применения поляритонов является интегральная оптика, в частности, создание полностью оптических логических элементов. С помощью варьирования напряженности внешних полей можно управлять параметрами поляритонов, в частности, их скоростью. Это позволяет использовать поляритоны для создания логических элементов, управляемых фильтров и других устройств интегральной оптики.

3. Свойства поляритонов и их спектров в различных средах в настоящее время активно исследуются. При этом до сих пор не достаточно исследовано влияние внешнего электрического поля и магнитного поля на поляритонный спектр, а также влияние нелинейности среды на поляритонный спектр, устойчивость поляритонных волн, трансформация нелинейных поляритонных волн в диэлектрической среде, и на границе раздела диэлектрической и проводящей среды.

РАЗДЕЛ 2
ОБЪЕМНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В НЕМАГНИТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ, В МАГНИТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ, И БИГИРОТРОПНОЙ СРЕДАХ

2.1. Тензор диэлектрической и магнитной проницаемости

2.1.1. Тензор диэлектрической проницаемости

Рассмотрим простейшую макроскопическую модель генерации поляритонов в диэлектрике – ионном кристалле, в котором отсутствует магнитная подсистема. В результате кулоновского притяжения и отталкивания ион в элементарной ячейке кристаллической решетки находится в динамическом равновесии, хотя и осциллирует с малой амплитудой, а в целом ячейка электронейтральна. Любое воздействие на ион приводит к возмущению его осцилляций, эти возмущения распространяются на большие расстояния от иона в виде продольных и поперечных поляризационных (механических) волн и поперечных электромагнитных волн. Для волн вплоть до оптических частот, для которых $ka << 1$, диэлектрическую среду можно представлять как сплошную, так как ионы в соседних ячейках осциллируют практически в одной фазе. Генерация вторичных электромагнитных волн и волн поляризации обусловлена откликом среды, в общем случае нелинейным, на воздействие внешнего электромагнитного поля.

Гиротропия среды приводит к генерации «вторичных» электромагнитных волн с поперечными и продольными компонентами, которые отсутствовали бы у электромагнитных волн в негиротропной среде.

Предположим, что в ячейке кристаллической среды расположено два иона – положительный и отрицательный (рис. 2.1). Тогда можно ввести вектор смещения $\mathbf{R} = \mathbf{r}_{+} - \mathbf{r}_{-}$, где векторы $\mathbf{r}_{\pm}$ описывают смещения положительных и отрицательных решеток ионов.

В макроскопической модели дипольный отклик аморфной среды либо кристалла с кубической решеткой можно учесть, записывая уравнения движения зарядов в виде

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} + \Gamma\frac{d\mathbf{R}}{dt} + \frac{1}{m^*}\nabla_R U = \frac{e^*}{m^*}\left[\mathbf{E} + \mathbf{E}_0 + \frac{1}{c}\frac{d\mathbf{R}}{dt}\times(\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)\right], \qquad (2.1)$$

где Γ – коэффициент затухания, $U = (q_1/2)R^2 + (q_2/3R_a)R^3 + (q_3/4R_a^2)R^4 + \ldots$ – потенциал «возвращающего поля», $q_{1,2,3}$ – феноменологические упругие параметры среды, R_a – амплитуда осцилляций решетки, $m^* = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ – приведенная масса, e^* – эффективный заряд иона, $\mathbf{E}_0$ – внешнее статическое электрическое поле, $\mathbf{B}_0$ – внешнее статическое магнитное поле, $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ – высокочастотное электромагнитное поле.

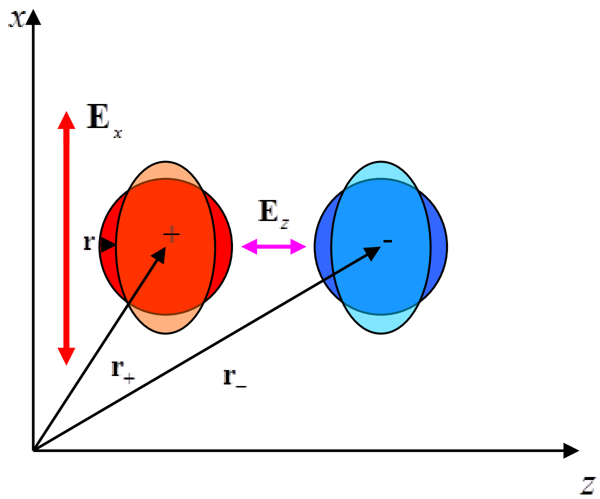

Рис. 2.1 Элементарная ячейка кристалла с двумя ионами.

Это уравнение, в отличие от работы [32], описывает нелинейность «возвращающего потенциала» и влияние статических электрического, магнитного и высокочастотного магнитного полей.

Осцилляции ионов в общем случае нелинейные, поэтому при малой интенсивности поля падающей электромагнитной волны, в силу соотношений $q_1/2 >> q_2/3R_a >> q_3/4R_a^2 >> \ldots$ и $\left|c^{-1}\dot{\mathbf{R}}\times\mathbf{B}\right| << \left|\mathbf{E}\right|$, достаточно учесть осцилляции ионов в линейном приближении (вблизи дна потенциальной ямы), то есть $U = (q_1/2)R^2$. Обозначим собственную частоту поперечных упругих осцилляций решетки (частоту поперечных оптических фононов) $\Omega_\perp = \sqrt{q_1/m^*}$. Тогда уравнение (2.1) представим в виде

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} + \Gamma\frac{d\mathbf{R}}{dt} - \frac{d\mathbf{R}}{dt}\times\boldsymbol{\omega}_B + \Omega_\perp^2\mathbf{R} = \frac{e^*}{m^*}\left(\mathbf{E}+\mathbf{E}_0\right), \tag{2.2}$$

где $\boldsymbol{\omega}_B = e^*\mathbf{B}_0/m^*c$ – ларморовская частота осцилляций зарядов решетки. В общем случае частота оптических фононов $\Omega_\perp$ расщепляется на $3N-3$ частот, где N - число атомов в элементарной ячейке.

Внешнее статическое электрическое поле $\mathbf{E}_0$ смещает положение равновесия зарядов из точки $R=0$. В стационарном приближении из уравнения (2.2) находим новое положение равновесия $\mathbf{R}_0 = \left(e^*/m^*\right)\Omega_\perp^{-2}\mathbf{E}_0$, и переписываем уравнение (2.2) в форме

$$\Delta\ddot{\mathbf{R}} + \Gamma\Delta\dot{\mathbf{R}} - \Delta\dot{\mathbf{R}}\times\boldsymbol{\omega}_B + \Omega_\perp^2\Delta\mathbf{R} = \left(e^*/m^*\right)\mathbf{E}, \tag{2.3}$$

где $\Delta\mathbf{R} = \mathbf{R}-\mathbf{R}_0$. Если электромагнитное поле гармоническое $\sim e^{-i\omega t}$, то из уравнения (2.3) легко найти компоненты вектора смещения решетки.

Вектор поляризации среды $\mathbf{P}$ должен описывать как поляризацию решетки, так и внутреннюю ионную поляризацию. Нелинейная электронная поляризация в среде, характеризуемая вектором $\mathbf{r}$ (рис. 2.1), происходит при гораздо меньших напряженностях электромагнитного поля, чем нелинейная поляризация решетки. Поэтому в векторе поляризации среды учтем линейную решеточную поляризацию, а также линейную и нелинейную электронную поляризацию ионов

$$\begin{aligned}\mathbf{P} &= e^*N\mathbf{R} + \chi_1(0)\mathbf{E}_0 + \chi_1(\omega)\mathbf{E}\\ &+ \chi_2(0,0)E_0\mathbf{E}_0 + \chi_2(0,\omega)E_0\mathbf{E} + \chi_2(\omega,\omega)E\mathbf{E}\\ &+ \chi_3(0,0,0)E_0^2\mathbf{E}_0 + \chi_3(0,0,\omega)E_0^2\mathbf{E} + \chi_3(0,\omega,\omega)\mathbf{E}_0E^2 + \chi_3(\omega,\omega,\omega)E^2\mathbf{E},\end{aligned} \tag{2.4}$$

где N - число ячеек в единице объема, χ_1 - линейная восприимчивость, χ_2, χ_3 - нелинейная квадратичная и кубическая диэлектрическая восприимчивость среды, обусловленная электронной поляризацией, $E = \left(E_j^* E_j\right)^{1/2}$. Первый член в выражении (2.4) для вектора поляризации описывает смещение ионов, остальные – внутреннюю поляризацию ионов под действием электромагнитного поля; второй член описывает внутреннюю поляризацию под действием внешнего постоянного электрического поля, третий – линейную высокочастотную поляризацию, четвертый и пятый – электрооптический эффект Поккельса, шестой – квадратичную высокочастотную поляризацию, седьмой, восьмой и девятый – нелинейный эффект Керра под действием полей E_0 и E, десятый – высокочастотный нелинейный эффект Керра.

Зависимость линейной высокочастотной диэлектрической проницаемости ε_∞ от частоты поля ω можно найти, используя уравнение движения внешнего (оптического) электрона в ионе

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + \Gamma\frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \omega_B + \omega_0^2\mathbf{r} = -\frac{e}{m}\left(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0\right), \tag{2.5}$$

где ω_0 – резонансная электронная частота, e, m – заряд и масса электрона. Тогда получаем соотношения для компонентов $r_{x,y,z}$.

Тензор диэлектрической проницаемости среды ε_{ij} определяется соотношением для вектора электрической индукции $D_i = \varepsilon_{ij}E_j = E_i + 4\pi P_i$, $i, j = x, y, z$, откуда находим компоненты тензора ε_{ij}:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{xy} = -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{Bz}\omega + \omega_{Bx}\omega_{By}\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{Bz}\omega - \omega_{Bx}\omega_{By}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{xz} = \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{By}\omega - \omega_{Bx}\omega_{Bz}\omega^2\right) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{By}\omega + \omega_{Bx}\omega_{Bz}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{yx} = \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{Bz}\omega - \omega_{Bx}\omega_{By}\omega^2\right) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{Bz}\omega + \omega_{Bx}\omega_{By}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(\tilde{\Omega}^4 - \omega_{By}^2\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(\tilde{\omega}^4 - \omega_{By}^2\omega^2\right), \qquad (2.6)$$

$$\varepsilon_{yz} = -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{Bx}\omega + \omega_{By}\omega_{Bz}\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{Bx}\omega - \omega_{By}\omega_{Bz}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{zx} = -\frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{By}\omega + \omega_{Bx}\omega_{Bz}\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{By}\omega - \omega_{Bx}\omega_{Bz}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{zy} = \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(i\tilde{\Omega}^2\omega_{Bx}\omega - \omega_{By}\omega_{Bz}\omega^2\right) - \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(i\tilde{\omega}^2\omega_{Bx}\omega + \omega_{By}\omega_{Bz}\omega^2\right),$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{123} + \frac{\omega_{Pi}^2}{\Delta_{Bi}}\left(\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bz}^2\omega^2\right) + \frac{\omega_{Pe}^2}{\Delta_{Be}}\left(\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bz}^2\omega^2\right),$$

где $\omega_{Pe}^2 = 4\pi e^2 N/m$ – электронная плазменная частота, $\varepsilon_{123} = 1 + 4\pi\chi_2(0,\omega)E_0 + 4\pi\chi_3(0,0,\omega)E_0^2$, $\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}^2 = \Omega_\perp^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\Delta_{Be} = \tilde{\omega}^2\left[\tilde{\omega}^4 - \left(\omega_{Bx}^2 + \omega_{By}^2 + \omega_{Bz}^2\right)\omega^2\right]$,
$\Delta_{Bi} = \tilde{\Omega}^2\left[\tilde{\Omega}^4 - \left(\omega_{Bx}^2 + \omega_{By}^2 + \omega_{Bz}^2\right)\omega^2\right]$.

2.1.2 Тензор магнитной проницаемости

Динамику магнитного момента тела $\mathbf{M}$ с учетом диссипации будем описывать уравнением Ландау-Лифшица [22, 30,52-54]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma\, \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \mathbf{M}_R, \tag{2.7}$$

где $\gamma = ge/2mc$ – магнитомеханическое соотношение для системы магнитных моментов, $\mathbf{M}_R$ – вектор релаксации с компонентами $M_{Rj} = \omega_{Rj}\left(M_j - \chi_0 H_j\right)$, ω_{Rj} – частота релаксации вдоль оси $j = x, y, z$, $\chi_0 = \left|M_0 / H_0\right|$ – статическая магнитная восприимчивость, M_0 – равновесная намагниченность, $\mathbf{H}$ – напряженность магнитного поля в среде.

Рассмотрим взаимодействие высокочастотного электромагнитного поля с магнетиком, находящимся во внешнем постоянном магнитном поле с напряженностью $\mathbf{H}_0$. Для монохроматического поля $H, M \sim \exp(-i\omega t)$ в линейном приближении [22] получаем тензор магнитной проницаемости среды μ_{ij}, который определяется соотношением для вектора магнитной индукции $B_i = \mu_{ij} H_j = H_i + 4\pi M_i$. Компоненты тензора μ_{ij} имеют вид:

$$\begin{aligned}
\mu_{jx} &= I_{jx} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H}\left(\omega_{Rx}\omega_{jx}^2 - \omega_{Hz}\omega_{jy}^2 + \omega_{Hy}\omega_{jz}^2\right),\\
\mu_{jy} &= I_{jy} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H}\left(\omega_{Hz}\omega_{jx}^2 + \omega_{Ry}\omega_{jy}^2 - \omega_{Hx}\omega_{jz}^2\right),\\
\mu_{jz} &= I_{jz} + \frac{4\pi\chi_0}{\Delta_H}\left(-\omega_{Hy}\omega_{jx}^2 + \omega_{Hx}\omega_{jy}^2 + \omega_{Rz}\omega_{jz}^2\right),
\end{aligned} \tag{2.8}$$

где I_{ij} – единичный тензор, $\omega_{Hi} = \gamma H_{0i}$,

$$\omega_{xx}^2 = \omega_{Hx}^2 + \left(\omega_{Ry} - i\omega\right)\left(\omega_{Rz} - i\omega\right),\ \omega_{yx}^2 = \omega_{Hx}\omega_{Hy} + \left(\omega_{Rz} - i\omega\right)\omega_{Hz},$$

$$\omega_{xy}^2 = \omega_{Hx}\omega_{Hy} - \left(\omega_{Rz} - i\omega\right)\omega_{Hz}, \quad \omega_{yy}^2 = \omega_{Hy}^2 + \left(\omega_{Rx} - i\omega\right)\left(\omega_{Rz} - i\omega\right),$$

$$\omega_{xz}^2 = \omega_{Hx}\omega_{Hz} + \left(\omega_{Ry} - i\omega\right)\omega_{Hy},\ \omega_{yz}^2 = \omega_{Hy}\omega_{Hz} - \left(\omega_{Rx} - i\omega\right)\omega_{Hx},$$

$$\omega_{zx}^2 = \omega_{Hx}\omega_{Hz} - \left(\omega_{Ry} - i\omega\right)\omega_{Hy},\ \omega_{zy}^2 = \omega_{Hy}\omega_{Hz} + \left(\omega_{Rx} - i\omega\right)\omega_{Hx},$$

$$\omega_{zz}^2 = \omega_{Hz}^2 + (\omega_{Rx} - i\omega)(\omega_{Ry} - i\omega),$$

$$\Delta_H = (\omega_{Rx} - i\omega)\left[(\omega_{Ry} - i\omega)(\omega_{Rz} - i\omega) + \omega_{Hx}^2\right] + \omega_{Hy}\left[(\omega_{Ry} - i\omega)\omega_{Hy} - \omega_{Hx}\omega_{Hz}\right] +$$
$$+ \omega_{Hz}\left[(\omega_{Rz} - i\omega)\omega_{Hz} - \omega_{Hx}\omega_{Hy}\right].$$

2.2 Поляритоны в немагнитном диэлектрике

Динамика поляритонов описывается системой уравнений движения ионов кристаллической решетки, электронов, магнитного момента тела и электромагнитного поля. В общем случае частоты оптических и магнитных поляритонов существенно различаются, но для бигиротропных сред существуют диапазоны перекрытия резонансных областей [5,6,21]. Запишем систему уравнений для высокочастотного монохроматического электромагнитного поля в магнитогиротропной нелинейной непроводящей среде в виде

$$\begin{aligned}(\nabla \times \mathbf{H})_i &= \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_{ij}E_j + 4\pi\chi_2(\omega,\omega)EE_i + 4\pi\chi_3(\omega,\omega,\omega)E^2E_i\right),\\ (\nabla \times \mathbf{E})_i &= -\frac{1}{c}\mu_{ij}\frac{\partial H_j}{\partial t}.\end{aligned} \qquad (2.9)$$

Тензоры ε_{ij} и μ_{ij} получены в результате решения уравнений движения дипольных электрического и магнитного моментов в среде под влиянием электромагнитного поля. Система уравнений (2.9) с тензорами диэлектрической ε_{ij} (2.6) и магнитной проницаемостей μ_{ij} (2.8) описывает динамику поляритонов в присутствии внешних электрического $\mathbf{E}_0$ и магнитного $\mathbf{H}_0$ полей.

Найдем спектры оптических поляритонов в диэлектрической среде с решеткой, в которой имеются центры локальной симметрии, то есть для которой следует положить $\chi_2 \to 0$ [53]. Если среда прозрачная $\Gamma \to 0$, то для монохроматического поля $\sim e^{-i\omega t + ikz}$ можно предположить, что $E^2 = E^*E = E_a^2 = const$, тогда диэлектрическая проницаемость среды

$\varepsilon_{123} \to \varepsilon_a = 1 + 4\pi\chi_3(0,0,\omega)E_0^2 + 4\pi\chi_3(\omega,\omega,\omega)E_a^2$ будет зависеть от интенсивности статического электрического и электромагнитного полей.

В среде без магнитной подсистемы магнитная проницаемость $\mu = 1$, и система полевых уравнений (2.9) после исключения вектора **H** принимает вид

$$\nabla^2 E_i - \nabla_i\left(\nabla_j E_j\right) + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}E_j = 0. \qquad (2.10)$$

Из системы уравнений (2.10) можно найти спектры оптических поляритонов при различных конфигурациях внешнего постоянного магнитного поля и высокочастотного электромагнитного поля. Подставляя решение в виде плоской волны $E_i \sim e^{-i\omega t + ikz}$ в (2.10), получаем систему уравнений для компонент электрического поля

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx} - k^2\right)E_x + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xy}E_y + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xz}E_z = 0,\\
&\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yx}E_x + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yy} - k^2\right)E_y + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yz}E_z = 0,\\
&\varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z = 0.
\end{aligned} \qquad (2.11)$$

Дисперсионное уравнение для немагнитной среды, полученное приравниванием определителя системы уравнений (2.11) к нулю, имеет вид

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx} - k^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yy} - k^2\right)\varepsilon_{zz} - \frac{\omega^4}{c^4}\left(\varepsilon_{xy}\varepsilon_{yx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xy}\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{yx}\varepsilon_{zy}\right) -\\
&-\frac{\omega^2}{c^2}\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx} - k^2\right)\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy} + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yy} - k^2\right)\varepsilon_{xz}\varepsilon_{zx}\right] = 0.
\end{aligned} \qquad (2.12)$$

2.2.1 Нулевое внешнее магнитное поле

При отсутствии внешнего магнитного поля $B_0 = 0$ ненулевые значения имеют только диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2}{\tilde{\Omega}^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{\tilde{\varpi}^2}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0, \ \varepsilon_a = 1 + I,$$

где $I = 4\pi\chi_3(0,0,\omega)E_0^2 + 4\pi\chi_3(\omega,\omega,\omega)E_a^2$ - параметр интенсивности поля. В этом случае из уравнения (12) при $B_0 = 0$ получаем дисперсионное уравнение для оптических поляритонов

$$\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon} - k^2 = 0. \qquad (2.13)$$

Вид действительной части поляритонного спектра при $B_0 = 0$ представлен на рис. 2.2. Мнимые части равны нулю, т.к. рассматривалась прозрачная среда и поглощение при численных расчетах в Разделе 2 принималось равным нулю Г=0.

Кривые $1, 1'$ – «отрицательные» ветви поляритонного спектра $\overline{\omega}_-$, кривые $2, 2'$ – «положительные» ветви поляритонного спектра $\overline{\omega}_+$, кривые $3, 3'$ - ветви высокочастотных поляритонов.

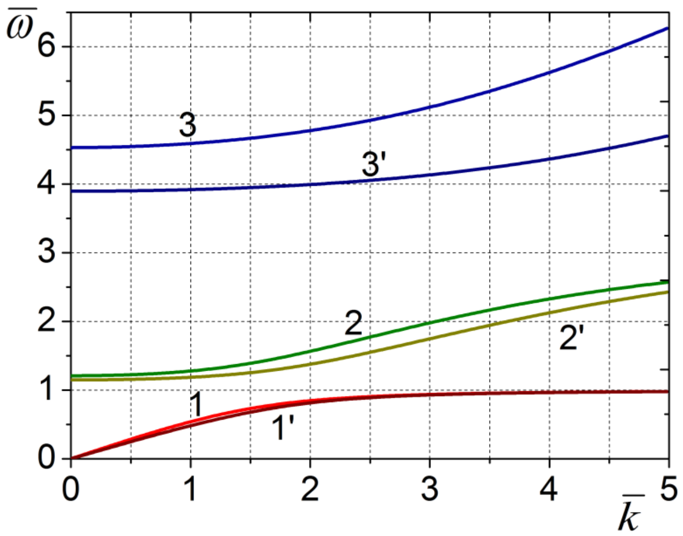

Рис. 2.2 Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_0 = 0$, Г=0. $I = 0$ - ветви 1,2,3), и при $I = 1$ - ветви $1', 2', 3'$. $\overline{\omega} = \omega / \Omega_\perp$, $\overline{k} = ck / \Omega_\perp$.

На рис. 2.3 представлена зависимость разности нормированных частот $\Delta\overline{\omega} = \overline{\omega}_{3NL} - \overline{\omega}_{3L} = \left[\omega_0^2 + \omega_{pe}^2/(1+I)\right]^{1/2}\Omega_\perp^{-1} - \left[\omega_0^2 + \omega_{pe}^2\right]^{1/2}\Omega_\perp^{-1}$ верхней ветви 3 (рис. 2.2) спектра при $k = 0$ от интенсивности поля I.

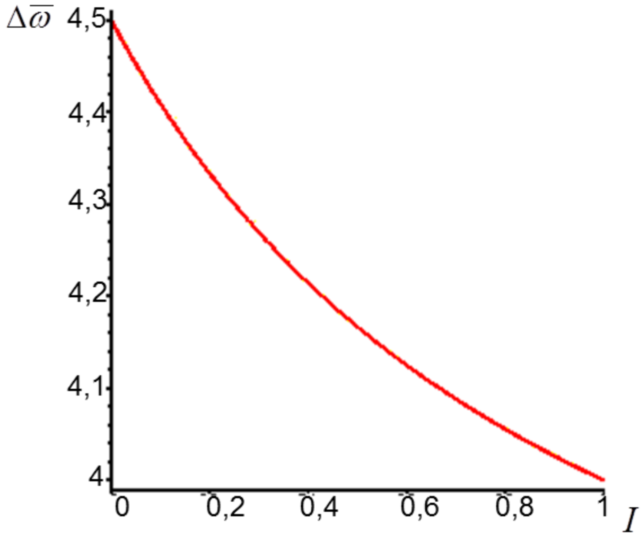

Рис. 2.3 Изменение частоты ветви 3 поляритонного спектра в зависимости от интенсивности поля при $k = 0$.

Из анализа полученных спектров (рис. 2.2,2.3) следует, что верхние ветви 2 и 3 поляритонного спектра при увеличении интенсивности поля смещаются вниз по частоте, а нижняя ветвь 1 практически не изменяется. То есть в нелинейной среде ширина щели в спектре поляритонов зависит от интенсивности электромагнитного поля I: при увеличении интенсивности поля в случае $\chi_3 > 0$ щель в спектре сужается, в противном случае – увеличивается. Этот эффект обусловлен увеличением (уменьшением) диэлектрической проницаемости среды при повышении интенсивности поля в результате изменения нелинейной электронной поляризации среды.

Начальный участок ветви 2 при $k \to 0$ поляритонного спектра имеет малый угол наклона к горизонтальной оси, так как на таких частотах основную долю энергии переносят фононы. Начальный участок ветви 1 на низких частотах имеет большой угол наклона, что соответствует большей энергии фотонного поля в потоке поляритонов. При повышении частоты угол наклона угол ветви 1 уменьшается, а ветви 2 увеличивается. На высоких частотах энергия поляритонов ветви 3 переносится, в основном, фотонами [2, 5]. Если не учитывать дисперсию высокочастотной диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_\infty = const$, то в поляритонном спектре (2.13) остаются только ветви 1 и 2, вид спектра в этом случае совпадает с хорошо известным поляритонным спектром, полученным в работах [1-5].

2.2.2 Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

В среде с кубической решеткой внешнее магнитное поле и равновесная намагниченность среды параллельны $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$, а вектор индукции магнитного поля параллелен вектору напряженности магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (1 + 4\pi\chi_0)\mathbf{H}_0$ для изотропного кристалла. Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}$. Полагаем, что внешнее магнитное поле направлено по оси x, $B_{0x} = (1 + 4\pi\chi_0)H_{0x}$, а волновой вектор – по оси z, $k_z = k$. В этом случае тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} имеет компоненты

$$\varepsilon_{xx} = \tilde{\varepsilon} = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2}{\tilde{\Omega}^2} + \frac{\omega_{Pe}^2}{\tilde{\omega}^2}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_d = \varepsilon_a + \frac{\omega_{Pi}^2 \tilde{\Omega}^2}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2 \tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2},$$

$$\varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{nd} = \frac{\omega_{Pi}^2 \omega_{Bx} \omega}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2} + \frac{\omega_{Pe}^2 \omega_{Bx} \omega}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{Bx}^2 \omega^2}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = 0.$$

Из уравнения (2.9) при $B_{0x} \neq 0, B_{0y} = 0, B_{0z} = 0$ получаем два дисперсионных уравнения

$$\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon} - k^2 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2}\left(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2\right) - k^2 \varepsilon_d = 0. \tag{2.14}$$

Первое уравнение (2.14) имеет два положительных корня $\omega_\pm$, а второе уравнение – 10 комплексных корней, из которых 5 корней $\omega_{1,2,3,4,5}$ – с положительной действительной частью. Спектр поляритонов, найденный из первого уравнения (2.14), совпадает со спектром уравнения (2.13) и не зависит от B_{0x}. Вид действительных частей положительных ветвей поляритонного спектра второго уравнения (2.14) при $B_{0x} \neq 0,\ B_{0y} = 0,\ B_{0z} = 0$ представлен на рис. 2.4. График представляет спектр поляритонов при $I = 0$ (ветви $1, 2, 3, 4, 5$), и при $I = 1$ (ветви $1', 2', 3', 4', 5'$). Кривые $1, 1'$ – «отрицательные» поляритонные ветви $\overline{\omega}_1$, прямые $2, 2', 3, 3'$, – ветви поляритонов с частотами поперечных фононов ($\overline{\omega}_{2,3} = 1$ два совпадающих корня второго уравнения (2.14)), прямые $4, 4'$ – ветви продольных фононов $\overline{\omega}_4$, кривые $5, 5'$ – «положительные» поляритонные ветви $\overline{\omega}_5$.

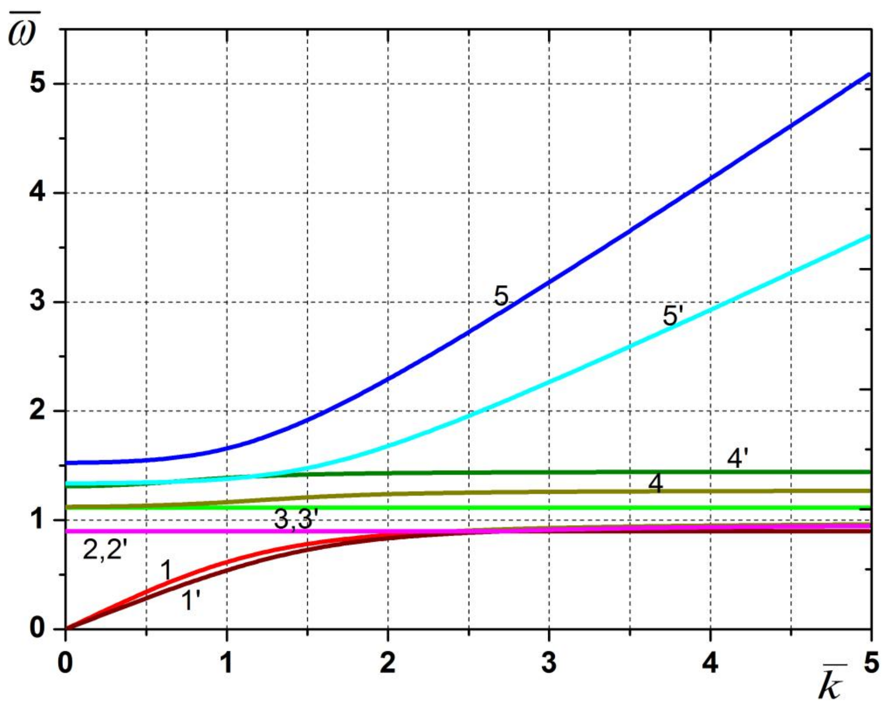

Рис. 2.4 Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_{0x} \neq 0,\ B_{0y} = 0,\ B_{0z} = 0$, Γ=0. $\overline{\omega} = \omega / \Omega_{\perp}$, $\overline{k} = ck / \Omega_{\perp}$, .

Внешнее магнитное поле B_{0x} увеличивает число ветвей поляритонного спектра по сравнению со случаем $B_0 = 0$ в диэлектрической среде. Это связано с тем, что в тензоре диэлектрической проницаемости присутствуют недиагональные компоненты, которые возникают из-за гиротропии среды в присутствии магнитного поля. При этом генерируются вторичные волны – дополнительные ветви поляритонного спектра. Из анализа поляритонного спектра, приведенного на рис. 2.4 также следует вывод о зависимости ширины щели в спектре от интенсивности электромагнитного поля. При этом, для ветви 1 в диапазоне $\bar{k} \in [0,2]$ основную энергию переносят электромагнитные волны, а в диапазоне $\bar{k} \in [2,5]$ - механические волны в среде. А для ветви 5 в диапазоне $\bar{k} \in [0,1]$ основную энергию переносят механические волны, а в диапазоне $\bar{k} \in [1,5]$ - электромагнитные волны. Энергия ветвей 2, 3, 4 переносится, в основном, механическими волнами в среде.

2.2.3 Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору. Тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} при $B_{0x} = 0, B_{0y} = 0, B_{0z} \neq 0$ имеет компоненты

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon}, \quad \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0,$$

где $\omega_{Bx} \to \omega_{Bz}$. В этом случае из уравнения (2.12) получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{\omega^2}{c^2}\left(\varepsilon_d - \varepsilon_{nd}\right) - k^2 = 0. \tag{2.15}$$

Уравнение (2.15) имеет 3 корня с положительными действительными частями $\omega_{1,2,3}$.Действительные части поляритонного спектрапри $B_{0x} = 0, B_{0y} = 0, B_{0z} \neq 0$ представлен на рис. 2.5.График представляет спектр поляритонов при $I = 0$ (ветви $1,2,3$), и при $I = 1$ (ветви $1', 2', 3'$). Кривые $1, 1'$ – ветви $\bar{\omega}_1$, прямые $2, 2'$ – ветви поляритонов с частотой поперечных фононов $\bar{\omega}_2 = 1$; кривые $3, 3'$ – ветви $\bar{\omega}_3$;

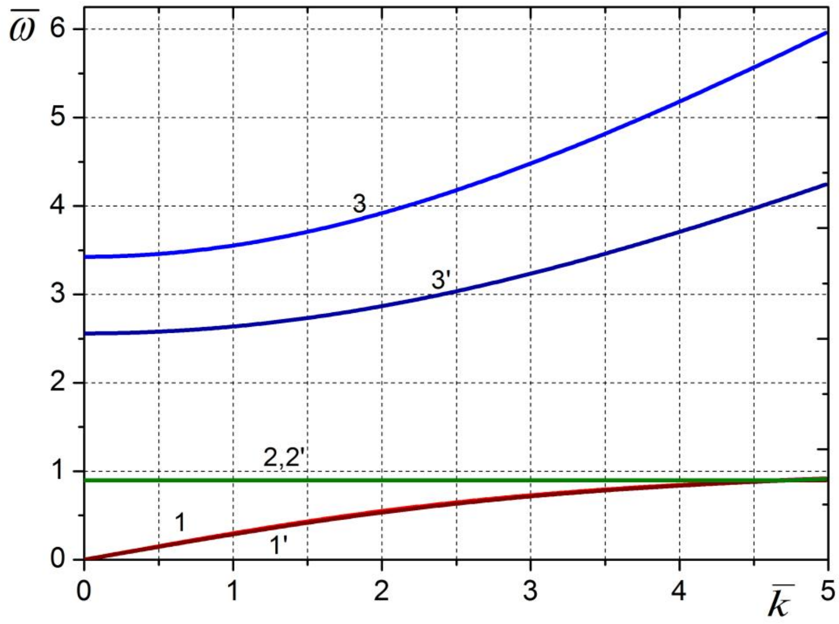

Рис. 2.5 Поляритонный спектр в нелинейной диэлектрической среде при $B_{0x} = 0,\, B_{0y} = 0,\, B_{0z} \neq 0$. $\omega_B / \Omega_\perp = 0.014$, Γ=0 $\overline{\omega} = \omega / \Omega_\perp$, $\bar{k} = ck / \Omega_\perp$.

Вид ветвей поляритонного спектра при продольном направлении статического магнитного поля B_{0z} по отношению к волновому вектору аналогичен виду спектра при поперечном направлении внешнего магнитного поля B_{0x}, но ветви продольных поляритонов (рис. 2.4, прямые $4, 4'$) при продольном направлении внешнего магнитного поля отсутствуют.

2.3 Поляритоны в магнитном диэлектрике

В непроводящей среде с магнитной подсистемой, в диапазоне от сверхнизких частот до десятков терагерц, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = const$, а магнитная проницаемость – тензорная величина [52]. Из (2.9) после исключения $\mathbf{E}$ в такой среде для гармонического поля $\sim e^{-i\omega t}$ получаем систему уравнений для магнитного поля

$$\nabla^2 H_i - \nabla_i\left(\nabla_j H_j\right) + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\mu_{ij}H_j = 0. \qquad (2.16)$$

Система уравнений (2.16) отличается от системы (2.10) только заменой $E_i \to H_i$, $\varepsilon_{ij} \to \varepsilon\mu_{ij} \equiv \mu_{ij}$, поэтому дисперсионные уравнения для оптических и магнитных поляритонов при рассмотренных конфигурациях полей будут совпадать с точностью до замены тензоров

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_{xx} - k^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_{yy} - k^2\right)\mu_{zz} - \frac{\omega^4}{c^4}\left(\mu_{xy}\mu_{yx}\mu_{zz} - \mu_{xy}\mu_{yz}\mu_{zx} - \mu_{xz}\mu_{yx}\mu_{zy}\right) -$$
$$-\frac{\omega^2}{c^2}\left[\left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_{xx} - k^2\right)\mu_{yz}\mu_{zy} + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\mu_{yy} - k^2\right)\mu_{xz}\mu_{zx}\right] = 0. \qquad (2.1)$$

2.3.1 Нулевое внешнее магнитное поле

При $H_0 = 0$ не равны нулю только диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости. Если $\omega_{Rx} = \omega_{Ry} = \omega_{Rz} = \omega_R$, то компоненты тензора магнитной проницаемости имеют значения

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = \tilde{\mu} = 1 + 4\pi\chi_0\frac{i\omega_R}{\omega + i\omega_R}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0$$

.

Дисперсионное уравнение для магнитных поляритонов в этом случае имеет вид

$$\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\mu} - k^2 = 0. \qquad (2.18)$$

Уравнение (2.18) имеет три комплексных корня: $\omega_\ell = \xi_\ell - i8\pi\chi_0\omega_R/3$, $\ell = 1,2,3$, где $\xi_1 = A + B$, $\xi_{2,3} = -(A+B)/2 \pm \sqrt{3}(A-B)/2$, $A = \left(-q/2 + \sqrt{Q}\right)^{1/3}$, $B = \left(-q/2 - \sqrt{Q}\right)^{1/3}$, $Q = p^3/27 + q^2/4$, $p = 64\pi^2\omega_R^2\chi_0^2/3 - c^2k^2$, $q = i\omega_R\left[(8\pi\chi_0/3 - 1)c^2k^2 - 1024\pi^3\chi_0^3\omega_R^2/27\right]$. Вид действительных частей ветвей поляритонного спектра на рис. 2.6.

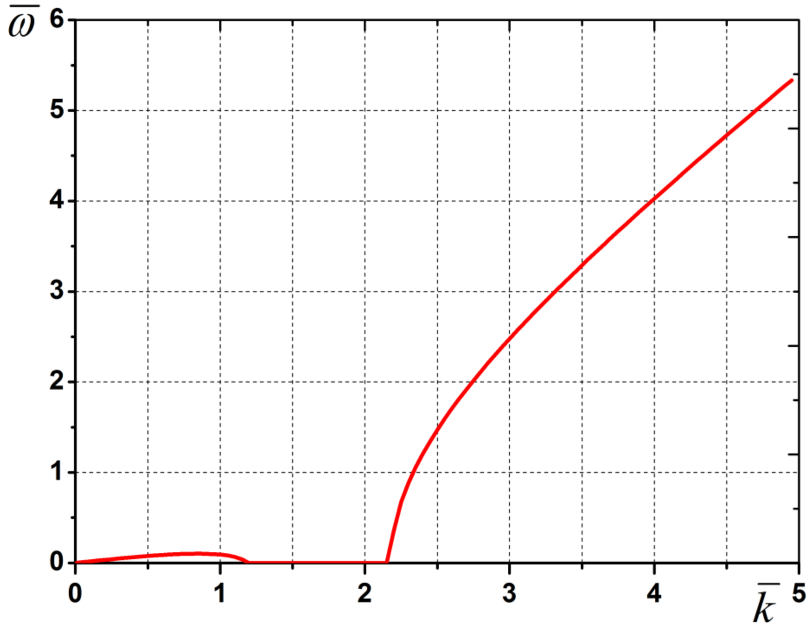

Рис. 2.6 Спектр магнитных поляритонов при $H_0 = 0$: сплошная кривая - ветвь $\overline{\omega}_1$, $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100G$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$, $\overline{\omega} = \omega / \omega_M$, $\overline{k} = ck / \omega_M$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$.Γ=0

Учет затухания поляритонных волн $\omega_R \neq 0$ в магнитной среде приводит к выводу о том, что спектр динноволновых поляритонов в областях значений нормированного волнового вектора $0 < \overline{k} < 1.2$ и $2.2 < \overline{k} < 5$ существенно отклоняется от фотонного спектра, а в области $1.2 < \overline{k} < 2.2$ магнитные поляритоны не возбуждаются в среде с данным отношением ω_R / ω_M при $H_0 = 0$. При значениях $\overline{k} > 5$ ветвь ω_1 поляритонного спектра асимптотически стремится к ветви фотонного спектра в безграничной среде, то есть спектр коротковолновых поляритонов в магнитной среде совпадает со спектром фотонов вдали от частоты релаксации ω_R.

2.3.2 Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

При $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, $\omega_{Rx} = \omega_{Ry} = \omega_{Rz} = \omega_R$, тензор магнитной проницаемости имеет компоненты

$$\mu_{xx} = \tilde{\mu} = 1 + 4\pi\chi_0 \frac{i\omega_R}{\omega + i\omega_R}, \quad \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_d = 1 + 4\pi\chi_0 \frac{\omega_R^2 + \omega_{Hx}^2 - i\omega_R\omega}{\omega_{Hx}^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R\omega},$$

$$\mu_{yz} = -\mu_{zy} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{nd} = \frac{4\pi\chi_0\omega_{Hx}\omega}{\omega_{Hx}^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R\omega}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = 0.$$

При такой конфигурации внешнего магнитного и электромагнитного полей имеет место эффект Коттона-Мутона. Дисперсионные уравнения имеют вид

$$\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\mu} - k^2 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2}\left(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2\right) - k^2\mu_d = 0. \qquad (2.19)$$

Спектр магнитных поляритонов первого уравнения (2.19) не зависит от H_{0x}, его ветви совпадают со спектром, приведенным на рис. 2.6. Второе уравнение (2.19) имеет шесть комплексных корней – три положительных и три отрицательных. Вид ветвей поляритонного спектра для трех действительных частей положительных корней представлен на рис. 2.7. Мнимые части равны нулю или пренебрежимо малы, их значения ~ 10^{-10}, при волновых векторах в диапазоне $\bar{k} \in [0,5]$.

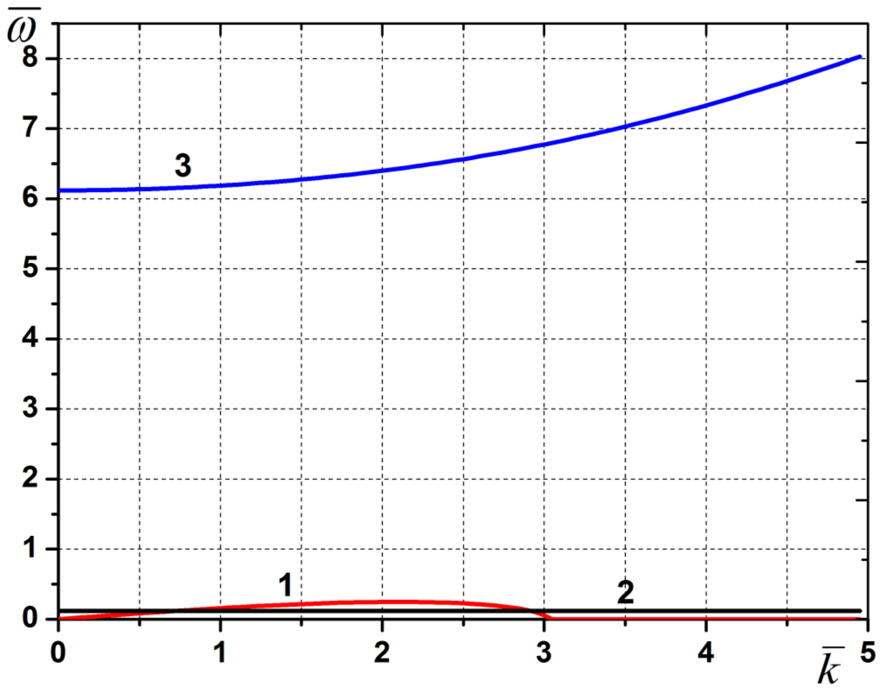

Рис. 2.7 Спектр магнитных поляритонов при $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$: кривая 1 - ветвь $\overline{\omega}_1$, кривая 2 - ветвь $\overline{\omega}_2$, кривая 3 - ветвь $\overline{\omega}_3$; $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100G$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$, $\overline{\omega} = \omega / \omega_M$, $\overline{k} = ck / \omega_M$.

Если внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно волновому вектору поляритонной волны $H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, в спектре магнитных поляритонов появляются новые ветви 2 и 3 по сравнению со спектром при $H_0 = 0$. Ветвь спектра 1 (рис. 2.7) имеет такое же поведение, как и для спектра при $H_0 = 0$ (рис. 2.6). Но магнитное поле H_{0x} расширяет область волновых векторов $0 < \overline{k} < 3$, в которой возбуждаются длинноволновые поляритоны, по сравнению со спектром при $H_0 = 0$. Частота ветвей 2 и 3 зависит от напряженности внешнего магнитного поля – при увеличении напряженности H_{0x} частоты ветвей смещаются вверх по оси.

2.3.3 Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

Тензор магнитной проницаемости при $H_{0x}=0, H_{0y}=0, H_{0z}\neq 0$ имеет компоненты

$$\mu_{xx}=\mu_{yy}=\mu_d,\quad \mu_{zz}=\tilde{\mu},\quad \mu_{xy}=-\mu_{yx}=-i\mu_{nd},\quad \mu_{xz}=\mu_{yz}=\mu_{zx}=\mu_{zy}=0,$$

где $\omega_{Hx}\to\omega_{Hz}$, $\omega_{Rx}=\omega_{Ry}=\omega_{Rz}=\omega_R$. При такой конфигурации полей имеет место магнитооптический эффект Фарадея. Дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\omega^2}{c^2}\left(\mu_d-\mu_{nd}\right)-k^2=0. \qquad (2.20)$$

Уравнение (20) имеет четыре комплексных корня. Поляритонный спектр двух положительных действительных частей корней уравнения (2.20) представлен на рис. 2.8.

В случае, когда внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору, поляритонный спектр имеет две ветви. Положение ветви 2 на частотной оси зависит от напряженности внешнего магнитного поля H_{0z}, также, как и для поляритонного спектра при H_{0x}.

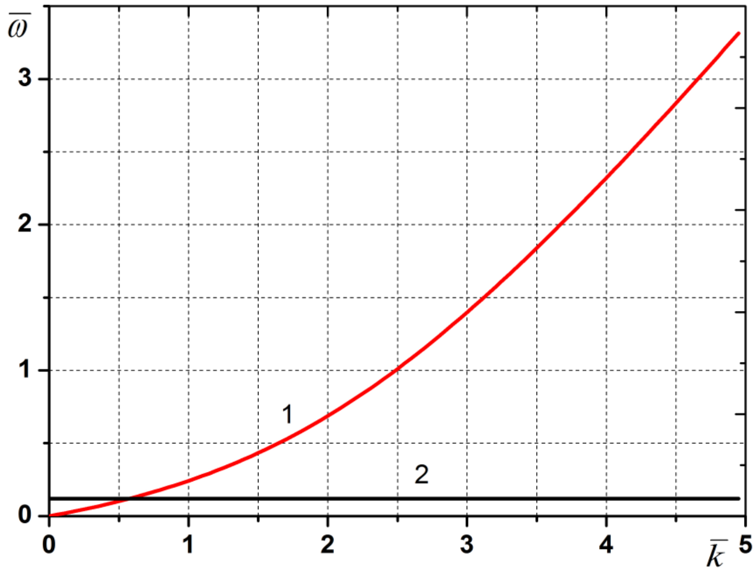

Рис. 2.8 Спектр магнитных поляритонов при $H_{0x}=0, H_{0y}=0, H_{0z}\neq 0$: кривая 1 - ветвь $\overline{\omega}_1$, кривая 2 - ветвь $\overline{\omega}_2$; $\chi_0=4$, $M_0=100G$, $\omega_R/\omega_M=0.1$, $\overline{\omega}=\omega/\omega_M$, $\bar{k}=ck/\omega_M$.

В слабом магнитостатическом поле H_0, при $\mu_{nd}<<\mu_d$, пренебрегая затуханием $\omega_R=0$, из второго уравнения (2.19) (или уравнения (2.20)) можно получить дисперсионное уравнение для магнитных поляритонов в виде

$$\omega^4-\left(\mu_0\omega_H^2+c^2k^2\right)\omega^2+c^2\omega_H^2k^2=0, \qquad (2.21)$$

где $\mu_0=1+4\pi\chi_0$. Это дисперсионное уравнение имеет две ветви

$$\omega_{1,2}=\left\{\left(\mu_0\omega_H^2+c^2k^2\right)/2\pm\left[\left(\mu_0\omega_H^2+c^2k^2\right)^2/4-c^2\omega_H^2k^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}, \qquad (2.22)$$

(рис. 2.9). При $k\to 0$ частота волн ветви 1 стремится к частоте ферромагнитного резонанса $\omega_1\to\sqrt{\mu_0}\omega_H$, а частота волн ветви 2 стремится к нулю $\omega_2\to 0$. Такое поведение спектра магнитных поляритонов в слабом магнитном поле соответствует динамике спектра спиновых волн [21,22,23,54,55]. Последнее связано с тем, что магнитные поляритоны являются связанными состояниями магнонов и фотонов, то есть в данном случае в поляритонной волне преимущественно проявляются свойства спиновой волны.

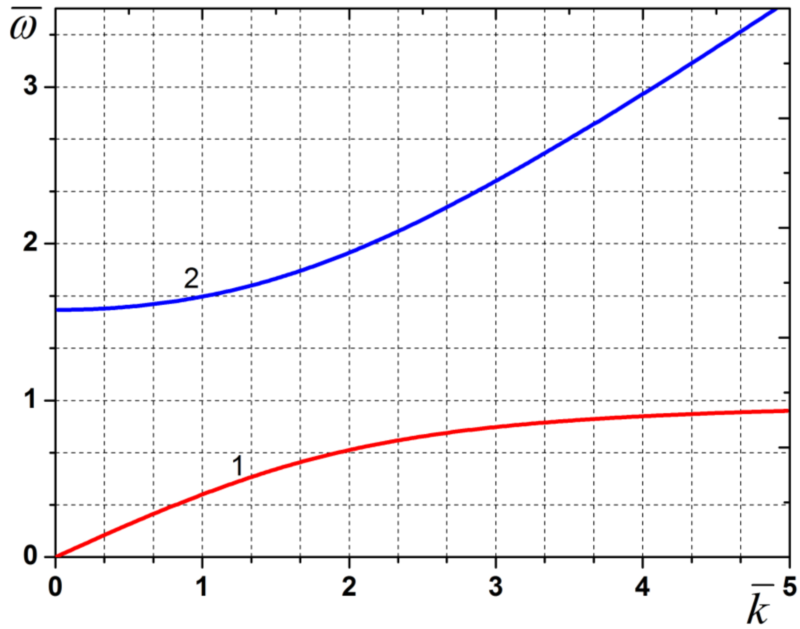

Рис. 2.9 Спектр магнитных поляритонов при $\mu_{nd} << \mu_d$: кривая 1 – ветвь $\overline{\omega}_1$, кривая 2 – ветвь $\overline{\omega}_2$; $\chi_0 = 4$, $M_0 = 100G$, $\overline{\omega} = \omega / \sqrt{\mu_0}\omega_H$, $\overline{k} = ck / \sqrt{\mu_0}\omega_H$.

2.4 Поляритоны в бигиротропной среде

Для среды, в которой магнитная и диэлектрическая резонансные области частично перекрываются, необходимо учитывать тензорный характер и диэлектрической, и магнитной проницаемостей [18-22]. Полагая, что условие прозрачности среды выполняется $E_a^2 \approx const$, Γ=0 из (2.9) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}
&\frac{\omega}{c}\left(\varepsilon_{xx}E_x + \varepsilon_{xy}E_y + \varepsilon_{xz}E_z\right) - kH_y = 0, \qquad kE_y + \frac{\omega}{c}\left(\mu_{xx}H_x + \mu_{xy}H_y + \mu_{xz}H_z\right) = 0,\\
&\frac{\omega}{c}\left(\varepsilon_{yx}E_x + \varepsilon_{yy}E_y + \varepsilon_{yz}E_z\right) + kH_x = 0, \quad -kE_x + \frac{\omega}{c}\left(\mu_{yx}H_x + \mu_{yy}H_y + \mu_{yz}H_z\right) = 0,\\
&\varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z = 0, \qquad \mu_{zx}H_x + \mu_{zy}H_y + \mu_{zz}H_z = 0.
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Приравнивая определитель системы уравнений (2.23) к нулю

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} & 0 & -ck\omega^{-1} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} & ck\omega^{-1} & 0 & 0 \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & ck\omega^{-1} & 0 & \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ -ck\omega^{-1} & 0 & 0 & \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{vmatrix} = 0, \qquad (2.24)$$

находим дисперсионное уравнение для поляритонов в бигиротропной диэлектрической среде в присутствии внешних электрического $\mathbf{E}_0$ и магнитного $\mathbf{H}_0$ полей. Из дисперсионного уравнения (2.24) можно получить квадрат показателя преломления среды $n^2 = \varepsilon\mu$, где ε, μ - тензоры, который совпадает с n, полученным в работе [19, 56].

2.4.1 Нулевое внешнее магнитное поле

При $H_0 = 0$ не равны нулю только диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon}$ и тензора магнитной проницаемости $\mu_{xx} = \mu_{xx} = \mu_{xx} = \tilde{\mu}$. Дисперсионное уравнение для поляритонов в случае $H_0 = 0$ получаем из уравнения (2.24) в виде

$$\frac{\omega^4}{c^4}\tilde{\varepsilon}^2\tilde{\mu}^2 - 2\frac{\omega^2}{c^2}k^2\tilde{\varepsilon}\tilde{\mu} + k^4 = 0. \qquad (2.25)$$

Уравнение (2.25) имеет 6 комплексных корней, из них 4 с положительной действительной частью. Мнимые части равны нулю или отрицательны. Их значения ~ 10^{-10}, при значениях $k \in [0,5]$. Вид спектра поляритонов представлен на рис. 2.10.

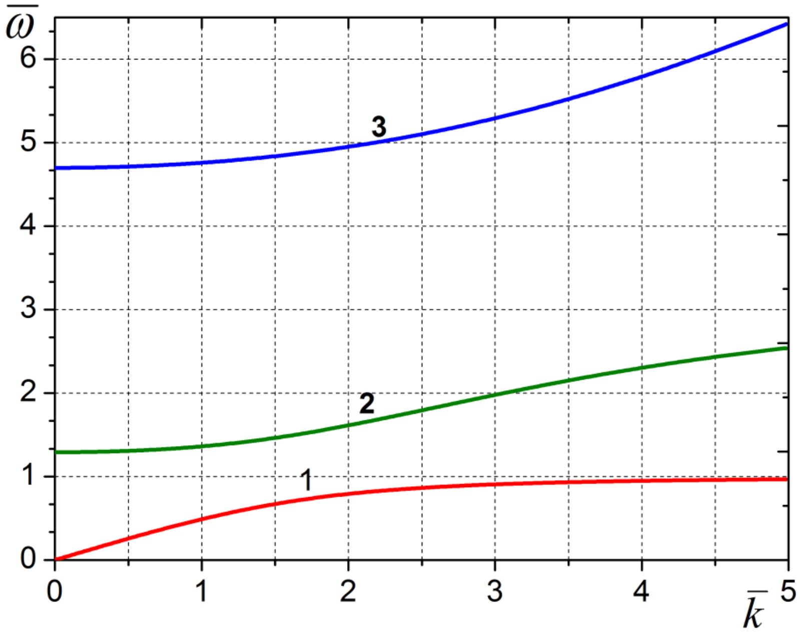

Рис. 2.10 Спектр поляритонов в бигиротропной среде при $H_0 = 0$.

Поляритонный спектр уравнения (2.25) имеет две щели: $\Delta\overline{\omega}_1 \cong 1.3 - 1$ и $\Delta\overline{\omega}_2 \cong 4.7 - 2.7$, $M_0 = 100G$, $\chi_0 = 4$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$.

2.4.2 Внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору

При $H_{0x} \neq 0$, $H_{0y} = 0$, $H_{0z} = 0$ тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\varepsilon_{xx} = \tilde{\varepsilon}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{yz} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{zy} = i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = 0,$$

$$\mu_{xx} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_d, \quad \mu_{yz} = -\mu_{zy} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = 0.$$

Дисперсионное уравнение в случае $H_{0x} \neq 0$, $H_{0y} = 0$, $H_{0z} = 0$ приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4}\tilde{\varepsilon}\tilde{\mu}\left(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2\right)\left(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2\right) - \frac{\omega^2}{c^2}k^2\left[\tilde{\varepsilon}\varepsilon_d\left(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2\right) + \tilde{\mu}\mu_d\left(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2\right)\right] + k^4\varepsilon_d\mu_d = 0. \tag{2.26}$$

Уравнение (2.26) имеет 16 комплексных корня, из них 8 с положительной действительной частью.Мнимые части равны нулю или отрицательны. Их значения ~ 10^{-10}, при значениях $k \in [0,5]$. Вид поляритонного спектра представлен на рис. 2.11.

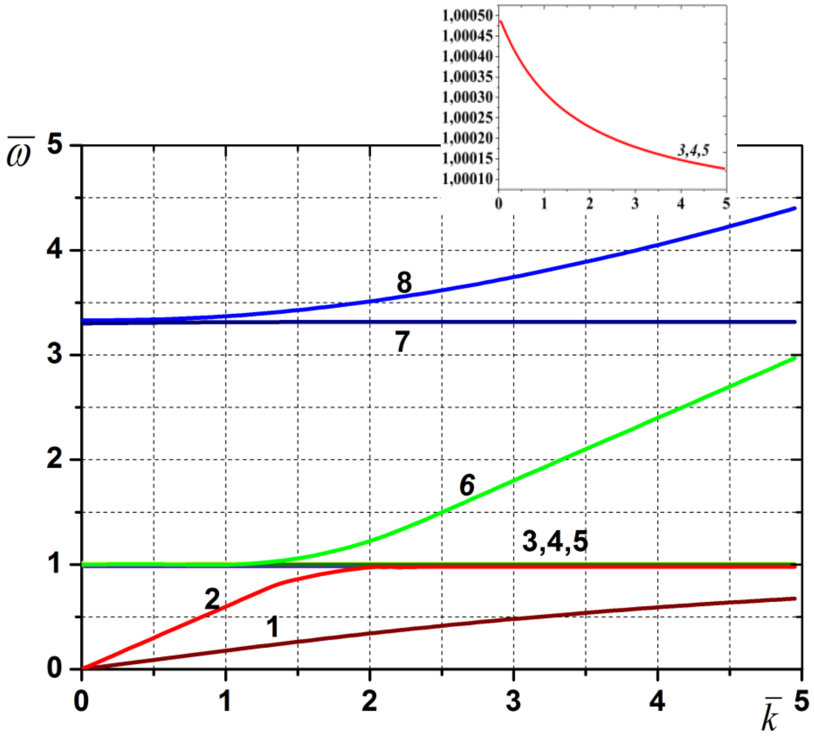

Рис. 2.11 Спектр поляритонов в бигиротропной среде при
$H_{0x} \neq 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, $M_0 = 100G, \chi_0 = 4$, $\omega_R / \omega_M = 0.1$.

Вид ветвей 4,5,7,8 совпадает с поляритонным спектром полученном в работе [21]. Дополнительные ветви поляритонного спектра (рис. 2.11) возникают из-за наличия недиагональных компонент в тензорах ε, μ в рассматриваемом случае, которые учитывают бигиротропные свойства среды.

2.4.3 Внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору

При $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$ тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon}, \ \varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy} = i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0,$$

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_d, \quad \mu_{zz} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xz} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0.$$

Дисперсионное уравнение при $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0$ приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4}\left(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2\right)\left(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2\right) - 2\frac{\omega^2}{c^2}k^2\left(\varepsilon_d\mu_d - \varepsilon_{nd}\mu_{nd}\right) + k^4 = 0. \qquad (2.27)$$

Уравнение (2.27) имеет 14 комплексных корней, из них 7 с положительной действительной частью. Мнимые части равны нулю или отрицательны. Их значения ~ 10^{-10}, при значениях $k \in [0,5]$. Поляритонный спектр представлен на рис. 2.12.

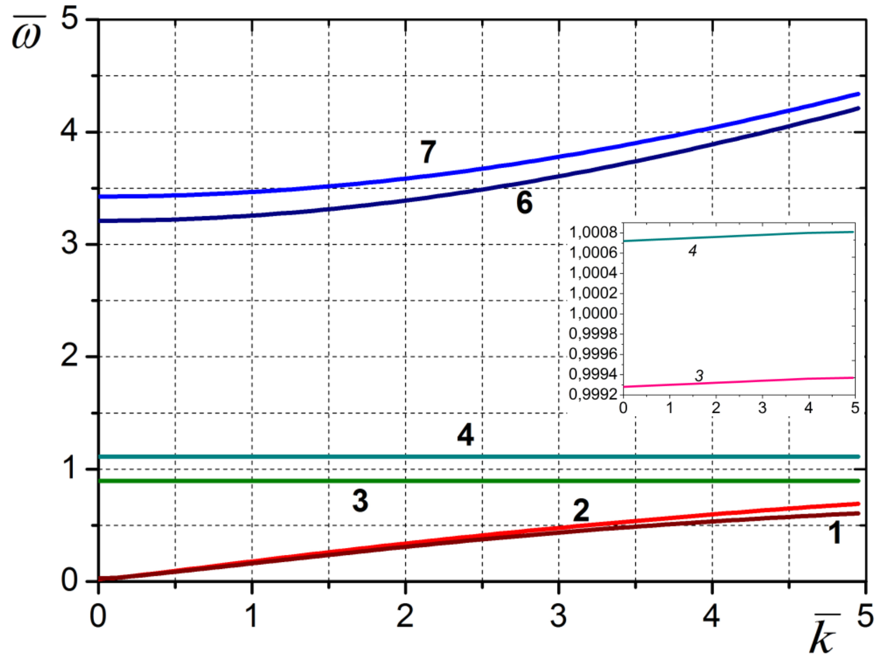

Рис. 2.12 Спектр поляритонов в бигиротропной среде при $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} \neq 0, M_0 = 100G, \chi_0 = 4, \Gamma = 10^2 s^{-1}, \ \omega_R / \omega_M = 0.1.$

Таким образом, величина и направление внешнего статического магнитного поля по отношению к волновому вектору существенно влияет на поляритонный спектр в бигиротропной среде: в спектре появляются новые ветви, ход ветвей изменяется.

2.5 Полностью оптический логический элемент «НЕ»

В основу изобретения поставлена задача создания полностью оптического логического элемента «НЕ» для реализации двухуровневых логических схем, в которых логическому нулю соответствует сигнал с более низкой частотой, логической единице соответствует сигнал с более высокой частотой [109].

На рис. 2.13 приведена схема полностью оптического логического элемента «НЕ»: 1 – плоский диэлектрический волновод для ввода сигнала A, 2 – усеченная треугольная оптическая призма, расположенная по ходу оптического пучка, 3-4 – плоские диэлектрические волноводы, расположенные под углами преломления $\beta_1 = 41^o$ и $\beta_1 = 40^o$ для оптических сигналов с частотами $\omega_1 = 3.14 \cdot 10^{15} c^{-1}$ и $\omega_2 = 1.34 \cdot 10^{15} c^{-1}$, 5-6 – нелинейные оптические резонаторы, расположенные по ходу пучков с частотами ω_1 и ω_2, 7 – Y-образный разветвитель для вывода сигнала Z, расположенный после нелинейных оптических резонаторов.

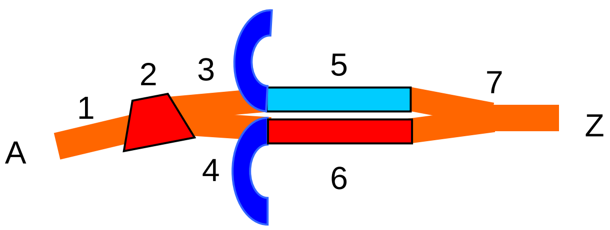

Рис. 2.13. Полностью оптический логический элемент «НЕ».

Принцип действия предлагаемого оптического логического элемента «НЕ» основан на нелинейном взаимодействии четырех оптических волн в нелинейном оптическом резонаторе. Частота сигнала ω_1, представляющего логическую единицу, выше частоты сигнала ω_2, представляющего логический ноль, $\omega_1 > \omega_2$.

Оптический логический элемент работает следующим образом. Входной сигнал A поступает во входной волновод 1, который прикреплен оптическим клеем к входной грани призмы 2. В призме 2, если частота сигнала равна ω_1, оптический пучок отклоняется на больший угол β_1, и проходит через волновод 4; если частота сигнала равна ω_2, оптический пучок отклоняется на меньший угол β_2 и проходит через волновод 3. Сигнал с частотой ω_1 попадает в нелинейный резонатор 6, сигнал с частотой ω_2 попадает в нелинейный резонатор 5. В нелинейных резонаторах 5 и 6 в результате четырехволнового смешения двух волн накачки с суммарной частотой $2\omega_P$ и волны сигнала с частотой ω_1 или ω_2 при выполнении условий фазового синхронизма $2\omega_P = \omega_1 + \omega_2$, $2k_P = k_1 + k_2$ генерируется резонансная волна ω_2 или ω_1, соответственно. К нелинейным резонаторам 5 и 6 оптическим клеем прикреплены входные волноводы Y-образного разветвителя, через выходной волновод которого выводится соответствующий сигнал Z.

Физический механизм взаимодействия четырех электромагнитных волн в нелинейном резонаторе состоит в следующем. Диэлектрический плоский волновод с полупрозрачными отражающими торцами представляет собой одномерный диэлектрический резонатор типа Фабри-Перо (рис. 4.6). Через одно из зеркал резонатора оптические потоки вводится, а через другое зеркало поток выводится. На входное зеркало резонатора подается волна сигнала с частотой ω_2 или ω_1, и две волны накачки с частотой ω_P.

Диэлектрическая проницаемость среды резонатора может быть представлена в виде $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi_1(\omega) + 4\pi\chi_3 I$, где $\chi_1(\omega)$ - линейная восприимчивость среды, χ_3 - кубичная восприимчивость среды, $I \sim |E|^2$ - интенсивность электромагнитного поля. Полагаем, что в резонаторе возбуждено электромагнитное поле вида $E_j = e_j(t)\exp(-i\omega_j t + ik_j z)$, где $j = 1,2,P$ - индекс волны распространяющейся вдоль оси z резонатора. Укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуд $e_{1,2}(t)$ волн (волны сигнала и генерируемой в резонаторе волны) имеют вид

$$de_1 / dt = \gamma_1 e_P^2 e_2, \quad de_2 / dt = \gamma_2 e_P^2 e_1, \quad e_P^2 \approx const, \tag{2.28}$$

где $\gamma_{1,2} = const$ - коэффициенты, зависящие от параметров среды и волн, e_P - амплитуда волны накачки. После прохождения нелинейного резонатора 5 сигнал с частотой ω_1 трансформируется в сигнал с частотой ω_2, а сигнал с частотой ω_2 после прохождения нелинейного резонатора 6 трансформируется в сигнал с частотой ω_1. Амплитуды сигналов после прохода через резонаторы пропорциональны интенсивности волн накачки $e_{1,2} \sim \exp\left(e_P^2 \sqrt{\gamma_1\gamma_2}\, t\right)$. Таким образом, сигнал, соответствующий логической единице, в полностью оптическом логическом элементе «НЕ» трансформируется в сигнал, соответствующий логическому нулю, и наоборот (Таблица 1).

A	**Z**
1	0
0	1

Таблица 1. Таблица истинности логического элемента «НЕ».

Оптический логический элемент «НЕ» может быть реализован с помощью волноводов из плавленого кварца SiO_2, оптической призмы из кристаллического кварца, нелинейных оптических резонаторов из органического материала PTS (полиацетилен паратолуол сульфонат) для оптических сигналов с длинами волн $\lambda_1 = 0.6$ мкм и $\lambda_2 = 1.4$ мкм. Тогда частоты волн для сигналов будут равны $\omega_1 = 3.14 \cdot 10^{15} c^{-1}, \omega_2 = 1.34 \cdot 10^{15} c^{-1}$, а суммарная частота волн накачки выбрана в видимом диапазоне $2\omega_P = 4.48 \cdot 10^{15} c^{-1}$.

2.7 Выводы

1) В нелинейной среде ширина щели в спектре поляритонов зависит от интенсивности электромагнитного поля I: при увеличении интенсивности поля в случае $\chi_3 > 0$ щель в спектре сужается, в противном случае – увеличивается, в результате изменения нелинейной электронной поляризации.
2) Внешнее магнитное поле B_{0x} увеличивает число ветвей поляритонного спектра по сравнению со случаем $B_0 = 0$ и $H_0 = 0$ в диэлектрической среде. Это связано с тем, что в тензорах диэлектрической и магнитной проницаемости присутствуют недиагональные компоненты, которые возникают из-за гиротропии среды в присутствии магнитного поля.
3) Учет затухания поляритонных волн $\omega_R \neq 0$ в магнитной среде приводит к тому, что спектр динноволновых поляритонов в областях значений нормированного волнового вектора $0 < \bar{k} < 1.2$ и $2.2 < \bar{k} < 5$ существенно отклоняется от фотонного спектра, а в области $1.2 < \bar{k} < 2.2$ магнитные поляритоны не возбуждаются в среде с данным отношением ω_R / ω_M при $H_0 = 0$. Спектр коротковолновых поляритонов в магнитной среде совпадает со спектром фотонов вдали от частоты релаксации ω_R.
4) Частота ветвей поляритонного спектра зависит от напряженности внешнего магнитного поля – при увеличении напряженности H_{0x} частоты ветвей смещаются вверх по оси. В слабом магнитостатическом поле H_0, при малых величинах недиагональных компонент тензора магнитной проницаемости среды $\mu_{nd} << \mu_d$, в поляритонной волне преимущественно проявляются свойства спиновой волны.

РАЗДЕЛ 3
ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

3.1 Поляритоны в нелинейной диэлектрической среде

3.1.1 Дисперсионное поляритонное уравнение

Запишем систему уравнений, описывающих диэлектрический кристалл, на который падает электромагнитная волна. Система уравнений включает:

1) уравнение движения ионов в элементарной ячейке кристаллической решетки

$$m_{eff}\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2}+m_{eff}\Gamma\frac{d\mathbf{R}}{dt}+\nabla_R U_R=e_{eff}\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}\frac{d\mathbf{R}}{dt}\times\mathbf{B}\right) \qquad (3.1)$$

где e_{eff}, m_{eff} - эффективные заряд и масса ионов, $\mathbf{R}=\mathbf{r}_+-\mathbf{r}_-$ - вектор смещения положительного и отрицательного ионов, $U_R=(q_{1R}/2)R^2+(q_{2R}/3)R^3+(q_{3R}/4)R^4$ - потенциальная энергия ионов, Γ - коэффициент затухания осцилляций;

2) уравнение движения внешнего электрона в ионе

$$m\frac{d^2\tilde{\mathbf{r}}}{dt^2}+m\Gamma\frac{d\tilde{\mathbf{r}}}{dt}+\nabla_r U_r=-e\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}\frac{d\tilde{\mathbf{r}}}{dt}\times\mathbf{B}\right), \qquad (3.2)$$

где $U_r=(q_{1r}/2)\tilde{r}^2+(q_{2r}/3)\tilde{r}^3+(q_{3r}/4)\tilde{r}^4$ - потенциальная энергия электрона;

3) уравнения электромагнитного поля

$$\nabla\times\mathbf{B}=c^{-1}\left(\dot{\mathbf{E}}+4\pi\dot{\mathbf{P}}\right),\quad \nabla\times\mathbf{E}=-c^{-1}\dot{\mathbf{B}}, \qquad (3.3)$$

где $\mathbf{P}=e_{eff}N_C\mathbf{R}-eN_e\tilde{\mathbf{r}}$ - вектор поляризации среды, N_C - число ячеек, N_e - число электронов в единице объема, q_{jr}, q_{jR} - феноменологические упругие константы, точка над величиной обозначает частную производную по времени. В системе уравнений (3.1)-(3.3) учтена связь зарядов среды через электромагнитное поле.

Пренебрежем реакцией среды на магнитную компоненту высокочастотного электромагнитного поля $|\mathbf{E}| >> \left|c^{-1}(d\mathbf{R}/dt)\times\mathbf{B}\right|$ и $|\mathbf{E}| >> \left|c^{-1}(d\,\tilde{\mathbf{r}}/dt)\times\mathbf{B}\right|$. Тогда, представляя решения уравнений движения (3.1) и (3.2) в форме рядов, где индекс члена ряда характеризует его степень малости, $\tilde{\mathbf{r}} = \tilde{\mathbf{r}}_0 + \tilde{\mathbf{r}}_1 + \tilde{\mathbf{r}}_2 + \tilde{\mathbf{r}}_3$, $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2 + \mathbf{R}_3$, для гармонического поля $E \sim e^{-i\omega t}$ с помощью метода последовательных приближений [21] находим вектор поляризации среды в виде

$$\mathbf{P} = \chi_1 \mathbf{E}_a e^{-i\omega t} + \chi_{20} E_a \mathbf{E}_a + \chi_{22} E_a \mathbf{E}_a e^{-i2\omega t} + \chi_{31} E_a^2 \mathbf{E}_a e^{-i\omega t} + \chi_{33} E_a^2 \mathbf{E}_a e^{-i3\omega t}, \qquad (3.4)$$

где $$\chi_1 = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\omega_e^2}{\tilde{\omega}_1^2} + \frac{\omega_I^2}{\tilde{\Omega}_1^2}\right),$$

$$\chi_{20} = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{e\alpha_{2r}\omega_e^2}{m\omega_0^2\left(\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\Gamma^2\right)} - \frac{e_{eff}\alpha_{2R}\omega_I^2}{m_{eff}\Omega_\perp^2\left(\left(\Omega_\perp^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\Gamma^2\right)}\right),$$

$$\chi_{22} = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{e\alpha_{2r}\omega_e^2}{m\left(\tilde{\omega}_1^2\right)^2\tilde{\omega}_2^2} - \frac{e_{eff}\alpha_{2R}\omega_I^2}{m_{eff}\left(\tilde{\Omega}_1^2\right)^2\tilde{\Omega}_2^2}\right),$$

$$\chi_{31} = -\frac{3}{16\pi}\left(\frac{e^2\alpha_{3r}\omega_e^2}{m^2\left(\tilde{\omega}_1^2\right)^3\left(\tilde{\omega}_1^2\right)^*} + \frac{e_{eff}^2\alpha_{3R}\omega_I^2}{m_{eff}^2\left(\tilde{\Omega}_1^2\right)^3\left(\tilde{\Omega}_1^2\right)^*}\right),$$

$$\chi_{33} = -\frac{1}{16\pi}\left(\frac{e^2\alpha_{3r}\omega_e^2}{m^2\left(\tilde{\omega}_1^2\right)^3\tilde{\omega}_3^2} + \frac{e_{eff}^2\alpha_{3R}\omega_I^2}{m_{eff}^2\left(\tilde{\Omega}_1^2\right)^3\tilde{\Omega}_3^2}\right), \qquad \tilde{\omega}_1^2 = \omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega,$$

$\tilde{\omega}_2^2 = \omega_0^2 - (2\omega)^2 - i2\Gamma\omega$, $\tilde{\omega}_3^2 = \omega_0^2 - (3\omega)^2 - i3\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}_1^2 = \Omega_\perp^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}_2^2 = \Omega_\perp^2 - (2\omega)^2 - i2\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}_3^2 = \Omega_\perp^2 - (3\omega)^2 - i3\Gamma\omega$, $\omega_e^2 = 4\pi e^2 N_e m^{-1}$, $\omega_I^2 = 4\pi e_{eff}^2 N_C m_{eff}^{-1}$ - электронная и ионная плазменные частоты, $\omega_0^2 = q_{1r} m^{-1}$ - электронная резонансная частота, $\Omega_\perp^2 = q_{1R} m_{eff}^{-1}$ - резонансная частота решетки, $\alpha_{2r} = q_{2r} m^{-1}$, $\alpha_{3r} = q_{3r} m^{-1}$, $\alpha_{2R} = q_{2R} m_{eff}^{-1}$, $\alpha_{3R} = q_{3R} m_{eff}^{-1}$. В выражение для вектора поляризации среды (3.4) входят феноменологические константы Γ, q_{jr}, q_{jR}, которые описывают линейные и нелинейные свойства среды, и определяются экспериментально. Свойства данной среды определяют также электронная ω_e и ионная ω_I плазменные частоты.

Представим электромагнитное поле в виде набора плоских волн $\mathbf{E} = \mathbf{E}_a \exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$, и рассмотрим взаимодействие на первой гармонике в среде с кубичным откликом, то есть полагаем, что элементарная кристаллическая ячейка имеет локальный центр инверсии. Тогда вектор поляризации среды приобретает форму $\mathbf{P} = \left(\chi_1 + \chi_{31} E_a^2\right)\mathbf{E}$. Диэлектрическая проницаемость среды в рассматриваемом случае описывается выражением

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi_1 + 4\pi\chi_{31} E_a^2. \tag{3.5}$$

Исключая вектор магнитной индукции $\mathbf{B}$ из уравнений поля (3.3), $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -c^{-2}\varepsilon\ddot{\mathbf{E}}$, получаем систему алгебраических уравнений

$$\left(k^2 - c^{-2}\varepsilon\omega^2\right)\mathbf{E} = \mathbf{k}(\mathbf{kE}). \tag{3.6}$$

Разложим вектор электрического поля на поперечную и продольную компоненты $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + \mathbf{E}_\parallel$ по отношению к волновому вектору $\mathbf{k}$. Взаимодействие электромагнитных волн и зарядов среды осуществляется через поперечную компоненту поля, $\mathbf{kE}_\perp = 0$. Учитывая это, из уравнения (3.6) с учетом выражения (3.5) получаем дисперсионное уравнение для нелинейных поляритонов

$$k^2 - c^{-2}\omega^2\left(1 + 4\pi\chi_1 + 4\pi\chi_{31} E_a^2\right) = 0. \tag{3.7}$$

3.1.2 Спектр поляритонов в керровской среде

Спектр поляритонов в керровской среде, т.е. среде с нелинейной восприиимчивостью третьего порядка, зависит от плотности электромагнитного поля. В линейной среде спектр поляритонов имеет только три ветви (две низкочастотных и одну высокочастотную ветвь (рис. 3.1a)). Это совпадает с результатами, полученными в работе [12]. В нелинейной среде керровского типа, поляритонный спектр имеет девять ветвей (Рис. 3.1b). В этом случае в спектре сохраняются три ветви 1,2,3, полученные в линейном случае, но помимо этого появляются дополнительные ветви спектра 4,5,6 и 7,8,9. Новые ветви 4 и 5 совпадают сами с собой и плавно идут вверх, но ветвь 6 имеет слабый наклон вниз. Ветви 7,8,9 ведут себя таким же образом. Ветвь 7 имеет слабый наклон вниз, ветви,8 и 9 полностью совпадают и плавно идут вверх.

Поляритонный спектр в линейной седее имеет две щели, но при увеличении величины электромагнитного поля появляется третья щель: первая щель расположена между ветвью 2 и ветвями 4, 5, 6, вторая щель между ветвью 2 и ветвями 7, 8, 9, и третья щель между ветвью 3 и ветвями 7, 8, 9.

Новые ветви в поляритонном спектре возникают в связи с дисперсией нелинейной восприимчивости среды $\chi_{31}(\omega)$, а ширина спектральных щелей зависит от интенсивности поля $\sim E_a^2$.

В линейной среде дисперсионное уравнение (3.7) имеет 6-ю степень относительно частоты ω. В нелинейной среде дисперсионное уравнение имеет 18-ю степень относительно частоты ω. Это связано с тем, что в дисперсии присутствует нелинейность третьего порядка. Другими словами высокочастотные поляритоны ветви 3 (и 2) распадаются на три низкочастотных ветви поляритонов 7,8,9 (и 4,5,6), т.е. появляются новые ветви спектра.

Спектральные кривые были получены в результате численного решения дисперсионного уравнения (3.7). В качестве примера для нахождения нелинейного поляритонного спектра (рис. 3.1) была выбрана среда с такими волновыми параметрами $\Omega_{\perp} \sim 10^{13} s^{-1}$, $k = 3\times10^{2}...3\times10^{3} cm^{-1}$.

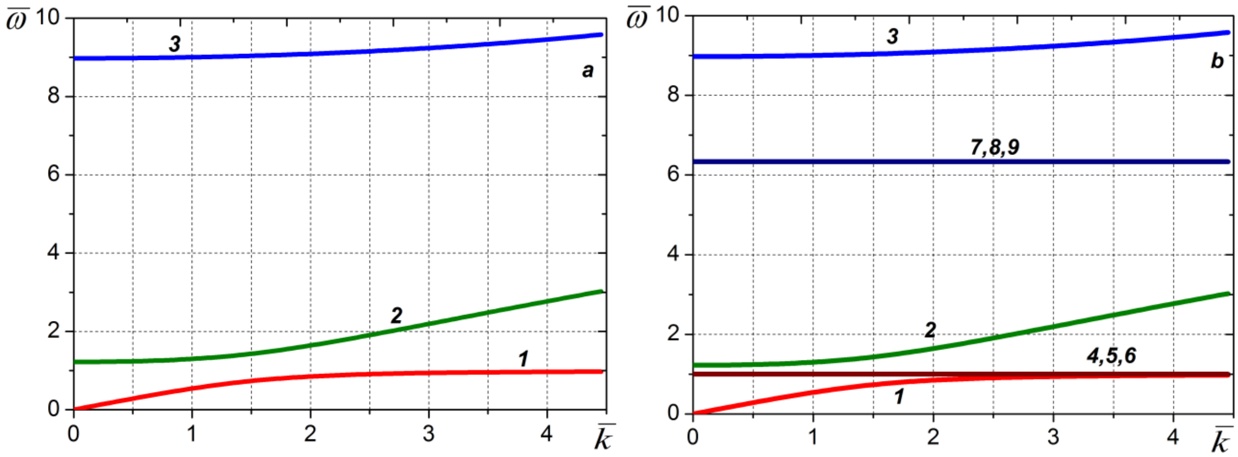

Рис. 3.1 Поляритонный спектр в нелинейной керровской среде. (а) при $4\pi\chi_{31}E_a^2 \to 0$; (b) $4\pi\chi_{31}E_a^2 = 10^{-5}$, $\Gamma = 0$, $\overline{\omega} = \omega / \Omega_{\perp}$ и $\overline{k} = ck / \Omega_{\perp}$ безразмерные величины.

Мы рассматриваем оптически прозрачную, безграничную среду, в которой Г=0. В этом случае не может возникнуть пороговых эффектов. При учете затухания волн в среде $\Gamma \neq 0$ при малых значениях коэффициента затухания вид поляритонных ветвей действительной части спектра практически не меняется. При этом могут возникать пороговые эффекты. В рассмотренном диапазоне нормированных волновых векторов для поляритонных спектров $\overline{k} = [0,5]$ пороговых эффектов не наблюдается (Рис. 3.1). Появление новых ветвей спектра поляритонов (Рис. 3.1) в керровской среде по сравнению со спектром в линейной среде обусловлено проявлением нелинейных эффектов.

3.1.3 Устойчивость поляритонов в керровской среде

Мы можем исследовать на волновую неустойчивость новые ветви спектра.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}-\frac{\varepsilon_1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}-\frac{4\pi\chi_{31}}{c^2}\frac{\partial^2 |E|^2 E}{\partial t^2}=0, \qquad (3.8)$$

где $\varepsilon_1 = 1+4\pi\chi_1$. Фактор $|E|^2$ зависит только от амплитуды волны и не зависит от фазы волны. Рассмотрим возмущающую поляритонную волну в виде $E=[E_a+u(t,z)]\exp[-i\omega t+ikz+iw(t,z)]$, где ω и k частота и волновой вектор ветви спектра, $u(t,z)$ и $w(t,z)$ медленно меняющиеся амплитуда и фаза [29] возмущающей волны направленной вдоль оси z. Линеаризуем уравнение (3.8), Разделим действительную и мнимую части и получим систему уравнений для $u(t,z)$ и $w(t,z)$,

$$\begin{gathered}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{\tilde{\varepsilon}}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{\omega^2\tilde{\varepsilon}}{c^2}-k^2\right)u-2E_a\left(k\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\omega\varepsilon}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\right)w=0,\\ 2\left(k\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\omega\tilde{\varepsilon}}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\right)u+E_a\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)w=0,\end{gathered} \qquad (3.9)$$

где $\varepsilon = 1+4\pi\chi_1+\bar{I}$, $\tilde{\varepsilon}=1+4\pi\chi_1+3\bar{I}$, $\bar{I}=4\pi\chi_{31}E_a^2$.

Представим решение системы уравнений (3.9) как $u=u_0\cos(Kz-\Omega t)$, $w=w_0\sin(Kz-\Omega t)$, где Ω и K комплексные частота и волновой вектор возмущающей волны. Получим дисперсионное отношение для частоты Ω и волнового вектора K из определителя системы уравнений (3.9),

$$\left(\frac{\Omega^2\tilde{\varepsilon}}{c^2}-K^2+\frac{\omega^2\tilde{\varepsilon}}{c^2}-k^2\right)\left(\frac{\Omega^2\varepsilon}{c^2}-K^2\right)-4\left(\frac{\Omega\omega\tilde{\varepsilon}}{c^2}-kK\right)\left(\frac{\Omega\omega\varepsilon}{c^2}-kK\right)=0. \qquad (3.10)$$

Мы можем переписать уравнение (3.10) как уравнение четвертой степени относительно частоты возмущающей волны

$$\Omega^4-a_1\Omega^2+a_2\Omega+a_3=0, \qquad (3.11)$$

где $a_1=c^2\left(\tilde{\varepsilon}^{-1}+\varepsilon^{-1}\right)K^2+3\omega^2+c^2\tilde{\varepsilon}^{-1}k^2$, $a_2=4c^2k\omega(\tilde{\varepsilon}+\varepsilon)\tilde{\varepsilon}^{-1}\varepsilon^{-1}K$,

$a_3 = c^4\tilde{\varepsilon}^{-1}\varepsilon^{-1}K^4 - \left(3c^4\tilde{\varepsilon}^{-1}\varepsilon^{-1}k^2 + c^2\omega^2\varepsilon^{-1}\right)K^2$. Четыре основных решения $\Omega_{1,2,3,4}$ уравнения (3.11) имеют комплексные значения частоты возмущающей волны. Четыре значения частоты Ω_j представляют собой восемь возмущающих мод $u_{\pm j} = u_0 \exp\left(\pm i\Omega_j t\right)/2$, где $j = 1, 2, 3, 4$. Неустойчивость поляритонной волны с частотой ω и волновым вектором k имеет место, когда решения Ω_j уравнения (3.11) имеют комплексные значения, а амплитуды $u_j \sim \exp\left[\mathrm{Im}\left(\Omega_j\right)t\right]$ возмущающих мод экспоненциально увеличиваются. Конвективная неустойчивость [29] имеет место, когда мнимая часть частоты возмущающей волны больше нуля $i\,\mathrm{Im}\Omega > 0$, а действительная часть волнового вектора также больше нуля $\mathrm{Re}\,K > 0$ при распространении волны вдоль оси z.

Сделаем нормировку уравнения (3.11) для частоты возмущающей волны в виде $\overline{\Omega}_j = \Omega_j / \Omega_\perp$. Нормированная возмущающая частота удовлетворяет уравнению $\overline{\Omega}^4 - \bar{a}_1\overline{\Omega}^2 + \bar{a}_2\overline{\Omega} + \bar{a}_3 = 0$, где $\bar{a}_1 = a_1\Omega_\perp^{-2}$, $\bar{a}_2 = a_2\Omega_\perp^{-3}$, $\bar{a}_3 = a_3\Omega_\perp^{-4}$. Анализ зависимости частоты $\overline{\Omega}_j$ от нормированного волнового вектора $\overline{K} = cK/\Omega_\perp$ предсказывает неустойчивость поляритонных волн, соответствующих ветвям поляритонного спектра (Рис. 3.1). Зависимость $\overline{\Omega}_j\left(\overline{K}\right)$ представлена на рис. 3.2 для поляритонных волн соответсвующих новым ветвям поляритонного спектра с нормированной частотой $\overline{\omega} \cong 6.4$ и волновым вектором $\bar{k} = 4$, в случае если $\Gamma = 0$, $\bar{I} = 4\pi\chi_{31}E_a^2 = 0.1$.

Поляритонные волны устойчивы, когда возмущения представлены корнями с действительными частями $\mathrm{Re}\,\Omega_1$ и $\mathrm{Re}\,\Omega_3$ (Рис. 3.3a), и мнимыми частями $\mathrm{Im}\Omega_1 = 0$ и $\mathrm{Im}\Omega_3 = 0$ (Рис. 3.3b), когда $\overline{K}$ растет. Волны неустойчивы при малых возмущениях $\mathrm{Re}\,\Omega_2$ и $\mathrm{Re}\,\Omega_4$ (Рис. 3.3a) с мнимой частью $\mathrm{Im}\Omega_2$ и $\mathrm{Im}\Omega_4$(Рис. 3.3b), когда возмущенная волна становится короче.

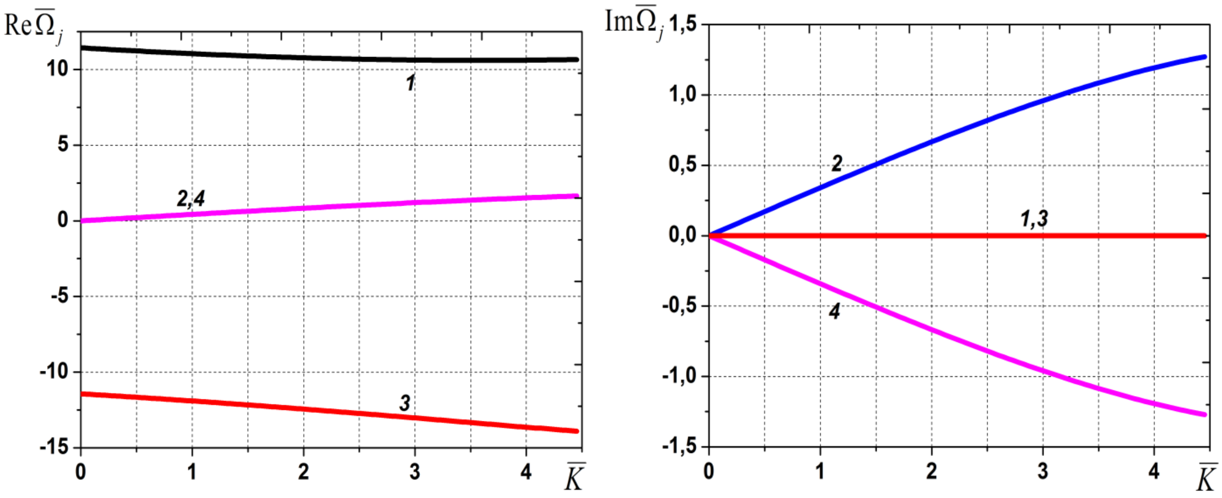

Рис. 3.3. Зависимость действительной части и мнимой части $\overline{\Omega}_j = \Omega_j / \Omega_\perp$ от действительной части нормированного возмущающего вектора $\overline{K} = c\,\mathrm{Re}(K)/\Omega_\perp$.

Коэффициенты $a_{1,2,3}$ в уравнении (3.11) зависят от плотности электромагнитного поля $\sim E_a^2$. Зависимость плотности электромагнитного поля от действительных $\mathrm{Re}\,\overline{\Omega}_j$ и мнимых частей $\mathrm{Im}\overline{\Omega}_j$ возмущающей частоты представлена на Рис. 3.4 для поляритонных волн соответствующих новым ветвям поляритонного спектра с нормированной частотой $\overline{\varpi} \cong 6.4$ и волнового вектора $\overline{k} = 4$. Действительные части корней $\mathrm{Re}\,\Omega_{1,2,3,4}$ практически не зависят от плотности поля (Рис. 3.4a), но мнимы части корней $\mathrm{Im}\Omega_2$ и $\mathrm{Im}\Omega_4$ медленно уменьшаются с ростом плотности энергии поля $\bar{I} = 4\pi\chi_{31}E_a^2$ в выбранном диапазоне частот (Рис. 3.4b).

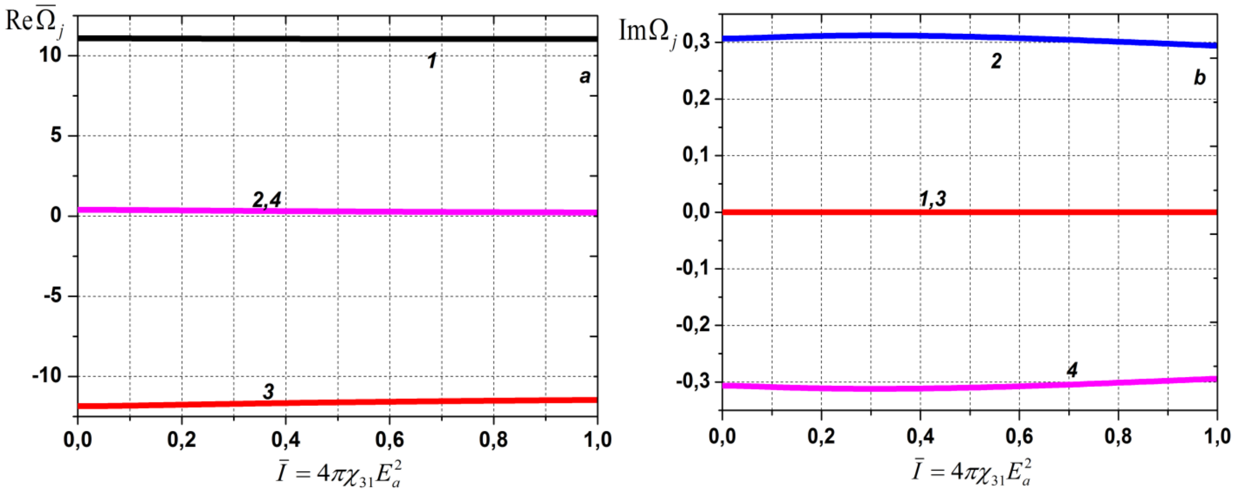

Рис. 3.4 Зависимость действительной $\mathrm{Re}\,\Omega_j$ и мнимой частей $\mathrm{Im}\Omega_j$ частоты возмущающей волны от нормированного значения плотности электромагнитного поля $\bar{I} = 4\pi\chi_{31}E_a^2$ при $\bar{K} = 1$.

Мнимая часть корней частоты $\mathrm{Im}\Omega_j$ определяет продольную неустойчивость поляритонной волны. Возмущения возбуждают поперечную и продольную модуляционную неустойчивость нелинейных волн, которая приводит к появлению кноидальных волн и солитонов [29,47,49,57-61].

Мы можем представить вектор электрического для поляритонных волн, соответствующих новым ветвям поляритонного спектра в виде $E = e(t,z)\exp(-i\omega t)$, тогда получим

$$\frac{\partial^2 e}{\partial z^2} + \frac{\varepsilon_1\omega^2}{c^2}e + \frac{4\pi\chi_{31}\omega^2}{c^2}|e|^2 e - \frac{\varepsilon_1}{c^2}\left(\frac{\partial^2 e}{\partial t^2} - i2\omega\frac{\partial e}{\partial t}\right)$$
$$-\frac{4\pi\chi_{31}}{c^2}\left(e\frac{\partial^2|e|^2}{\partial t^2} + 2\frac{\partial|e|^2}{\partial t}\frac{\partial e}{\partial t} + |e|^2\frac{\partial^2 e}{\partial t^2} - i2\omega e\frac{\partial|e|^2}{\partial t} - i2\omega|e|^2\frac{\partial e}{\partial t}\right) = 0. \quad (3.12)$$

Пусть $e(t,z)$ - “адиабатически” меняющаяся во времени амплитуда стационарного процесса распространения поляритонной волны, тогда из (3.12) получим $\frac{\partial^2 e}{\partial z^2} + \bar{\varepsilon}e + \bar{\chi}|e|^2 e = 0$, где $\bar{\varepsilon} = c^{-2}\omega^2\varepsilon_1$, $\bar{\chi} = 4\pi c^{-2}\omega^2\chi_{31}$.

Первый интеграл этого уравнения имеет вид $(de/dz)^2 = -\bar{\varepsilon}e^2 - \bar{\chi}e^4/2 + C$, где

$C=(de/dz)_0^2+\bar{\varepsilon}e_0^2+\bar{\chi}e_0^4/2$. Для волн соответствующих новым ветвям поляритонного спектра с граничными условиями $z=0$, $e_0=0$ тогда константа интегрирования определятся как $C=(de/dz)_0^2$. Второй интеграл имеет вид $\sqrt{\bar{\chi}/2}z=\int de\left(C'-\alpha e^2-e^4\right)^{-1/2}$, где $C'=2C/\bar{\chi}$, $\alpha=2\bar{\varepsilon}/\bar{\chi}$. После интегрирования получаем решение в виде эллиптического косинуса $e=Bcn\left\{K(\tilde{k})-\left[\bar{\chi}\left(\alpha^2/4+C'\right)^{1/2}\right]^{1/2}z,\tilde{k}\right\}$, где where $K(\tilde{k})$ полный эллиптический интеграл, $\tilde{k}=B/\left(A^2+B^2\right)^{1/2}$ - модуль эллиптического интеграла, $A^2=\alpha/2+\left(\alpha^2/4+C'\right)^{1/2}$, $B^2=-\alpha/2+\left(\alpha^2/4+C'\right)^{1/2}$. Если модуль стремится к единице $\tilde{k}\to 1$ (если $\alpha<0$ и $C'\to 0$), то мы получим уравнение, описывающее пространственный солитон $e=\sqrt{|\alpha|}\,sch\left(\sqrt{\bar{\varepsilon}}z\right)$.

3.2 Нелинейные векторные и скалярные поляритонные волны в диэлектрической среде

3.2.1 Огибающая векторной поляритонной волны.

Известно, что гармоническая волна неустойчива в нелинейной среде [10,11,31,49,62,63]. Неустойчивость плоской волны зависит от параметров поля и среды и приводит поперечной или продольной модуляции и дальнейшей трансформации плоской волны в пространственный солитон или в нелинейную периодическую волну в поперечной плоскости. Рассмотрим процесс формирования поперечной кноидальной волны и пространственного солитона из плоской гармонической поляритонной волны с частотой ω в нелинейной бесконечной среде с третьим порядком восприимчивости.

Мы рассматриваем среду с локальными центрами инверсии, т.е. среду с откликом третьего порядка восприимчивости χ_3. Для электромагнитно поля $E\sim\exp(-i\omega t)$мы можем представить вектор поляризации (3.4) в виде $\mathbf{P}=\chi_1\mathbf{E}_a\exp(-i\omega t)+\chi_{31}E_a^2\mathbf{E}_a\exp(-i\omega t)$.

Уравнение для векторной поляритонной волны можно представить в виде

$$-\nabla^2\mathbf{E}+\nabla(\nabla\mathbf{E})+c^{-2}\ddot{\mathbf{E}}=-c^{-2}4\pi\ddot{\mathbf{P}}, \qquad (3.13)$$

Если предположить, что электрическое поле $\mathbf{E}=\mathbf{1}_x E_x(x,y,z)+\mathbf{1}_y E_y(x,y,z)$ поляризовано в плоскости (x,y), то тогда из уравнения (3.13) мы можем получить следующую систему уравнений

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}-\frac{\partial^2 E_y}{\partial x\partial y}+\frac{\omega^2}{c^2}(1+4\pi\chi_1)E_x\\
&+\frac{4\pi\omega^2\chi_{31}}{c^2}\left(|E_x|^2+|E_y|^2\right)E_x=0,\\
&\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}-\frac{\partial^2 E_x}{\partial x\partial y}+\frac{\omega^2}{c^2}(1+4\pi\chi_1)E_y\\
&+\frac{4\pi\omega^2\chi_{31}}{c^2}\left(|E_x|^2+|E_y|^2\right)E_y=0,
\end{aligned} \qquad (3.14)$$

Где выражения для χ_1 и χ_{31} даны после (3.4). В общем случае мы можем пренебречь смешанными производными в уравнениях (3.14) из-за того, что диэлектрическая проницаемость среды ε зависит от координат. Как следует из уравнений Максвелла $\nabla(\varepsilon\mathbf{E})=0$, дифференциальный оператор $\nabla(\nabla\mathbf{E})\neq 0$ не равен нулю в уравнении (3.13), поэтому $\nabla\mathbf{E}=-\varepsilon^{-1}(\mathbf{E}\nabla\varepsilon)\neq 0$ в этом случае.

Мы можем получить частные решения системы уравнений (3.14) в виде плоских волн $E_{x,y}=E_{x0,y0}\exp(ik_x x+ik_y y+ikz)$. Затем мы приравняем определитель системы алгебраических уравнений для E_{x0}, E_{y0} к нулю, $(c^{-2}\omega^2\varepsilon-k_x^2-k^2)(c^{-2}\omega^2\varepsilon-k_y^2-k^2)-k_x^2k_y^2=0$, и получим дисперсионное уравнение

$$k^4-\left(2\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)-k_\perp^2\right)k^2+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)-k_\perp^2\right)=0, \qquad (3.15)$$

где $\varepsilon(\omega)=1+4\pi\chi_1(\omega)+4\pi\chi_{31}(\omega)w$ - нелинейная диэлектрическая проницаемость, $w=E_{x0}^2+E_{y0}^2$ - плотность поля, $k_\perp=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$ - поперечный волновой вектор. Мы можем получить из выражения (3.15) уравнение для частоты поляритонной волны, распространяющейся вдоль оси

$$\frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon^2(\omega)-2k^2\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)+k^4=0 \qquad (3.16)$$

Несущая гармоника может быть описана как $E_{x,y}=\widetilde{E}_{x,y}(x,y,z)\exp(ik\,z)$, где $\widetilde{E}_{x,y}(x,y,z)$ - это медленно меняющиеся амплитуды для двух поперечных компонент электрического поля, $k=k_+$ - волновой вектор вдоль оси z (из уравнения (3.16)). Если пренебречь второй производной z от медленно меняющихся амплитуд $\widetilde{E}_{x,y}(x,y,z)$, то мы сможем получить из системы уравнений (3.14) комбинированные уравнения со смешанными производными

$$\begin{aligned} &i2k\frac{\partial\widetilde{E}_x}{\partial z}+\frac{\partial^2\widetilde{E}_x}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\widetilde{E}_y}{\partial x\partial y}+\alpha_3\left(\left|\widetilde{E}_x\right|^2+\left|\widetilde{E}_y\right|^2\right)\widetilde{E}_x=0,\\ &i2k\frac{\partial\widetilde{E}_y}{\partial z}+\frac{\partial^2\widetilde{E}_y}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\widetilde{E}_x}{\partial x\partial y}+\alpha_3\left(\left|\widetilde{E}_x\right|^2+\left|\widetilde{E}_y\right|^2\right)\widetilde{E}_y=0, \end{aligned} \qquad (3.17)$$

где $\alpha_3=4\pi c^{-2}\omega^2\chi_{31}$; коэффициент $\alpha_3>0$ при $\chi_{31}>0$ в самофокусирующей среде, и $\alpha_3<0$ при $\chi_{31}<0$ в самодефокусирующей среде. Система уравнений (3.17) имеет вид комбинированных нелинейных уравнений Шредингеровского типа, которая описывает нелинейные периодические и уединенные волны в нелинейной среде с третьим порядком восприимчивости. При этом с мешанные производные отсутствуют в системе уравнений Шредингера для волновой функции. Частный случай с отсутствием смешанных производных перекрестных членов в системе уравнений (3.17) описывает векторные пространственные солитоны в бесконечной диэлектрической среде и рассмотрен в работе [61].

В случае, когда волновой вектор поляритона не изменяет амплитуду $\widetilde{E}_{x,y}(x,y,z)$ вдоль оси z, мы можем определить зависимость поля от продольной координаты, используя постоянную фазового смещения q как $\widetilde{E}_j = e_j(x,y)\exp(iqz), \quad j = x,y$. Тогда из системы уравнений (3.17) мы получим систему уравнений для комплексных поперченных огибающих векторной поляритонной волны

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 e_y}{\partial x \partial y} + \alpha_1 e_x + \alpha_3\left(e_x^2 + e_y^2\right)e_x = 0, \\ &\frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 e_x}{\partial x \partial y} + \alpha_1 e_y + \alpha_3\left(e_x^2 + e_y^2\right)e_y = 0, \end{aligned} \tag{3.18}$$

где $\alpha_1 = c^{-2}\omega^2\left(1 + 4\pi\chi_1\right) - k^2 - 2kq$.

3.2.2 Линейно-поляризованная поляритонная волна

Если поляритонная волна линейно-поляризована, то тогда систему уравнений (7) можно упростить. Скалярные уравнения для линейной волновой поляризации имеют вид:

1) для поляризации волн вдоль оси x, предполагая, что $e_y = 0$,

$$\frac{d^2 e_x}{dy^2} - \alpha_1 e_x + \alpha_3 e_x^3 = 0, \tag{3.19}$$

2) для поляризации волн вдоль оси y, x, предполагая, что $e_x = 0$,

$$\frac{d^2 e_y}{dx^2} - \alpha_1 e_y + \alpha_3 e_y^3 = 0, \tag{3.20}$$

где $\alpha_1 = 2kq$ при $c^{-2}\omega^2\left(1 + 4\pi\chi_1\right) - k^2 = 0$. Т.к. $\alpha_3 > 0$ в уравнениях (3.19) и (3.20), то мы можем сказать, среда самофокусирующая и в ней может сформироваться светлый пространственный солитон. При граничных условиях: $e \to 0$, $de/dx \to 0$, $|x| \to \infty$ и, полагая, постоянную интегрирования C=0, мы получаем солитонные решения. Бесконечное значение $|x| \to \infty$ соответствует расстоянию от продольной оси более десяти длин волн. Таким образом, в самофокусирующей среде линейно-поляризованная поляритонная волна имеет вид светлого пространственного солитона с поляризацией вдоль оси x или y, соответственно,

$$\tilde{E}_x(y,z)=\left|\sqrt{\frac{2\alpha_1}{\alpha_3}}\right| sch\left(sch^{-1}\left|e(0)\sqrt{\frac{\alpha_3}{2\alpha_1}}\right|-\sqrt{\alpha_1}\,y\right)\times \exp\left(i\frac{\alpha_3 e_x^2(0)}{4k}z\right), \qquad \tilde{E}_y=0; \tag{3.21}$$

$$\tilde{E}_y(x,z)=\left|\sqrt{\frac{2\alpha_1}{\alpha_3}}\right| s\,ch\left(sch^{-1}\left|e(0)\sqrt{\frac{\alpha_3}{2\alpha_1}}\right|-\sqrt{\alpha_1}\,x\right)\times \exp\left(i\frac{\alpha_3 e_y^2(0)}{4k}z\right), \qquad \tilde{E}_x=0. \tag{3.22}$$

Фазовоесмещение $q=\alpha_3 e^2(0)/4k$.

Помимо решения в виде пространственных солитонов, можно также получить и решение для уравнений (3.19) и (3.20) в виде кноидальных волн в самофокусирующей среде. Огибающие кноидальных поляритонных волн с поляризацией вдоль оси x или y, соответственно, имеют вид эллиптического косинусаПри граничных условиях: $e\to 0$, $de/dx\to 0$, $|x|\to\infty$ и, полагая, постоянную интегрирования $C=\alpha_3 e_\infty^4/2-\overline{\alpha}_1 e_\infty^2$ мы получим кноидальную волну.

$$\tilde{E}_x(y,z)=\tilde{e}_{0x}\,cn\left(\left(\alpha'^2/4+C'_x\right)^{1/4}\sqrt{\alpha_3}\,y-K\left(\tilde{k}_x\right),\tilde{k}_x\right)\times \exp(iq_x z), \qquad \tilde{E}_y=0; \tag{3.23}$$

$$\tilde{E}_y(x,z)=\tilde{e}_{0y}\,cn\left(\left(\alpha'^2/4+C'_y\right)^{1/4}\sqrt{\alpha_3}\,x-K\left(\tilde{k}_y\right),\tilde{k}_y\right)\times \exp(iq_y z), \qquad \tilde{E}_x=0, \tag{3.24}$$

где $\tilde{e}_{0r}=\left[\alpha'/2+\left(\alpha'^2/4+C'_r\right)^{1/2}\right]^{1/2}$, $r=\{x,y\}$, $\alpha'=2\alpha_1\alpha_3^{-1}$, $C'_r=2C_r\alpha_3^{-1}$, $\tilde{k}_r=\left[2+\alpha'\left(\alpha'^2/4+C'_r\right)^{-1/2}\right]^{1/2}/2$ - это модуль эллиптического интеграла, $K\left(\tilde{k}_r\right)$ - это полный эллиптический интеграл. В случае, когда фазовое смещение равно $q_r=\alpha_3 e_{\infty(r)}^2/4k-C_r/2ke_{\infty(r)}^2$, поляритонная волна распадется на несколько потоков на линии оси x (или y), которые распространяются вдоль оси z (рис. 3.5).

Кноидальные волны, которые описываются уравнениями (3.23) и (3.24), могут преобразовываться в пространственный солитон $cn(r,1) \to 1/cosh(r)$ при $\tilde{k}_j \to 1$ (при $C \to 0$, т.е. $e_\infty \to 0$), и в косинусоиду при $\tilde{k}_j \to 0$ [29,57, 63].

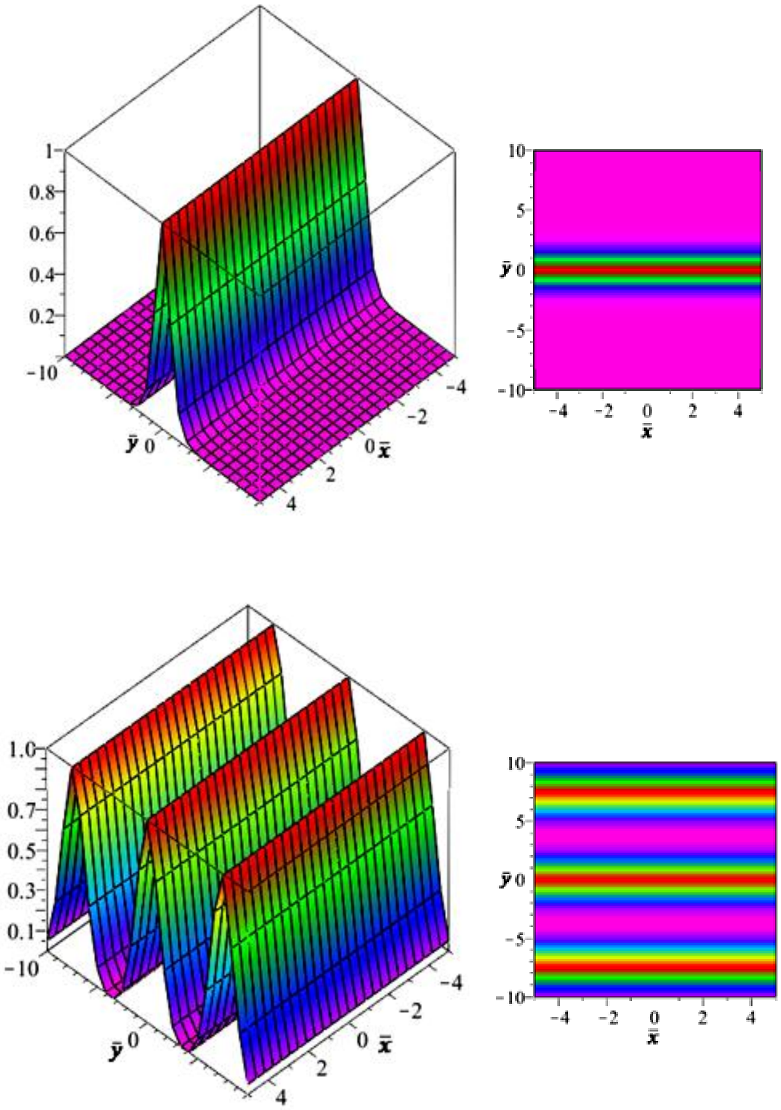

Рис. 3.5 Расщепление огибающей поляритонной волны $e_y(x)$ на несколько потоков.

Формирование одного пространственного солитона (одного поляритонного потока) или кноидальной волны (нескольких потоков) зависит от ширины пучка: для узкого пучка с шириной порядка длины волны формируется один поток, а для широкого пучка с толщиной в несколько десятков длин волн формируются несколько потоков.

В самодефокусирующей среде при $\alpha_3 < 0$ можно получить решение уравнения (8) уравнения(9) в форме эллиптического синуса деленного на эллиптический косинус

$$\tilde{E}(r,z) = \tilde{\tilde{e}}_{0r} \frac{sn\left\{\left[\alpha'/2 + \left(\alpha'^2/4 + C'\right)^{1/2}\right]^{1/2} \sqrt{|\alpha_3|/2}r,\ \tilde{\tilde{k}}_r\right\}}{cn\left\{\left[\alpha'/2 + \left(\alpha'^2/4 + C'\right)^{1/2}\right]^{1/2} \sqrt{|\alpha_3|/2}r,\ \tilde{\tilde{k}}_r\right\}} \times \exp(iq_r z), \qquad \tilde{E}_{r'} = 0, \tag{3.25}$$

где

$\tilde{\tilde{e}}_{0r} = \left[\alpha'/2 - \left(\alpha'^2/4 + C_r'\right)^{1/2}\right]^{1/2}, \tilde{\tilde{k}}_r = \left[2\left(\alpha'^2/4 + C_r'\right)^{1/2}\right]^{1/2}\left[\alpha'/2 + \left(\alpha'^2/4 + C_r'\right)^{1/2}\right]^{-1/2}$,

$q_r = -\alpha_3 e^2_{\infty(r)}/4k - C_r/2ke^2_{\infty(r)}$. Плоская поляритонная волна расщепляется на несколько потоков на линии оси x (или y), т.к. функции в уравнении (3.25) стремятся к бесконечности $\tilde{E}(r) \to \infty$, когда $cn\{r\} \to 0$. Волны становятся неустойчивыми вблизи точек, где $cn\{r\} \to 0$. Огибающая, которая описывается выражением (3.25) преобразуются в гиперболический синус $sn(\ )/cn(\ ) \to sinh(\ )$ при $\tilde{\tilde{k}}_r \to 1$, где $C'_r \to 0$, и получает нулевое значение $\tilde{E}(r) = 0$ при $r = 0$.

Таким образом, система уравнений (3.18) может быть упрощена для линейно поляризованных волн поворотом координатных осей на угол $\pi/4$. Перепишем систему уравнений (3.18)

$$\begin{gathered} -\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial e}{\partial x} - \frac{\partial e}{\partial y}\right) + \left(\alpha_1 + \alpha_3|e|^2\right)e = 0, \\ \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial e}{\partial x} - \frac{\partial e}{\partial y}\right) + \left(\alpha_1 + \alpha_3|e|^2\right)e = 0, \end{gathered} \tag{3.26}$$

где $e = \sqrt{2}e_x = \sqrt{2}e_y$. Если ввести вращающиеся координаты $\xi = (x+y)/2$ и $\eta = (x-y)/2$, то можно получить из системы уравнений (3.26) два независимых скалярных уравнения

$$\frac{\partial^2 e}{\partial \eta^2} + 2\left(\alpha_1 + \alpha_3 |e|^2\right)e = 0, \tag{3.27}$$

$$\frac{\partial^2 e}{\partial \xi \eta} = 0. \tag{3.28}$$

Уравнение (3.27) имеет кноидальные и солитонные решения $e(\eta)$ как в уравнениях (3.19) и (3.20). Уравнение (3.28) имеет решение $e(\eta) = e(x, y)$, описывающее одномерные волны различимые в одном направлении η.

3.2.3 Циркулярно-поляризованная поляритонная волна

Система уравнений (3.18) в декартовых координатах может быть преобразована в систему уравнений для поляритонных волн с циркулярной поляризацией [65]. Для этого можно необходимо ввести векторные огибающие для волн с правой спиральностью $\mathbf{e}_+ = \mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y = e(\mathbf{1}_x + i\mathbf{1}_y)/\sqrt{2} = e\mathbf{1}_+$ илевойспиральностью $\mathbf{e}_- = \mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y = e(\mathbf{1}_x - i\mathbf{1}_y)/\sqrt{2} = e\mathbf{1}_-$), ивращающиесякоординаты $\bar{\xi} = x + iy$ и $\bar{\eta} = x - iy$. Таким образом, можно объединить уравнения, полученные из системы (3.18) и можно получить систему комплексных уравнений для огибающих поляритонных волн с правой $\mathbf{e}_+$ и левой $\mathbf{e}_-$ спиральностью, записанную в системе вращающихся координат $(\bar{\xi}, \bar{\eta})$,

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 \mathbf{e}_+}{\partial \bar{\xi}^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{e}_+}{\partial \bar{\eta}^2} + i\frac{\partial^2 \mathbf{e}_-}{\partial \bar{\xi}^2} - i\frac{\partial^2 \mathbf{e}_-}{\partial \bar{\eta}^2} - 2\frac{\partial^2 \mathbf{e}_-}{\partial \bar{\xi}\partial \bar{\eta}} - \left(\alpha_1 + \alpha_3 e^2\right)\mathbf{e}_- = 0,\\
&\frac{\partial^2 \mathbf{e}_-}{\partial \bar{\xi}^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{e}_-}{\partial \bar{\eta}^2} + i\frac{\partial^2 \mathbf{e}_+}{\partial \bar{\xi}^2} - i\frac{\partial^2 \mathbf{e}_+}{\partial \bar{\eta}^2} - 2\frac{\partial^2 \mathbf{e}_+}{\partial \bar{\xi}\partial \bar{\eta}} - \left(\alpha_1 + \alpha_3 e^2\right)\mathbf{e}_+ = 0.
\end{aligned} \tag{3.29}$$

Система уравнений (3.29) описывает связанные нелинейные поляритонные волны с правой $\mathbf{e}_+$ и левой $\mathbf{e}_-$ спиральностью.

Приравнивая определитель $Det(\mathbf{e}_+, \mathbf{e}_-)$ системы векторных уравнений (3.29) к нулю, получим уравнение для огибающей $e(\bar{\xi}, \bar{\eta})$,

$$(1-i)\frac{\partial^2 e}{\partial \bar{\xi}^2} + (1+i)\frac{\partial^2 e}{\partial \bar{\eta}^2} + 2\frac{\partial^2 e}{\partial \bar{\xi}\partial \bar{\eta}} + \left(\alpha_1 + \alpha_3 e^2\right) e = 0 . \qquad (3.30)$$

Уравнение (3.30), записано в системе вращающихся координат $(\bar{\xi}, \bar{\eta})$ описывает поляритонный поток, который объединяет поляритоны и с левой, и с правой спиральностью.

Из уравнения (3.30) можно получить уравнение для огибающей "скалярного" поляритонного потока с правой спиральностью $e_+ = e(\bar{\xi})$, которое зависит только от координаты правой спиральности $\bar{\xi}$,

$$\frac{d^2 e_+}{d\bar{\xi}^2} + \alpha_1^{(+)} e_+ + \alpha_3^{(+)} e_+^3 = 0, \qquad (3.31)$$

И уравнение для поляритонного потока с левой спиральностью $e_- = e(\bar{\eta})$, которое зависит только от координаты левой спиральности $\bar{\eta}$,

$$\frac{d^2 e_-}{d\bar{\eta}^2} + \alpha_1^{(-)} e_- + \alpha_3^{(-)} e_-^3 = 0, \qquad (3.32)$$

где $\alpha_1^{(\pm)} = (1 \pm i)\alpha_1 / 2$, $\alpha_3^{(\pm)} = (1 \pm i)\alpha_3 / 2$. Мы можем получить решение уравнений (3.31) и (3.32) в самофокусирующей среде при $\alpha_1 < 0$, $\alpha_3 > 0$ в виде уравнений (3.21), (3.22), (3.23), (3.24), и в самодефокусирующей среде при $\alpha_1 < 0$, $\alpha_3 < 0$ в виде уравнения (3.25) при граничных условиях $e_\infty = const$, $de / d\bar{\xi} = 0$ при $|\bar{\xi}| \to \infty$ или $|\bar{\eta}| \to \infty$. Эллиптический синус и косинус являются функциями комплексного аргумента с удвоенным периодом [66].

Огибающая поляритонной волны с правой и левой спиральностью распадается на регулярную сеть поляритонных потоков – филаментов в поперечной плоскости (x, y) (рис. 3.6).

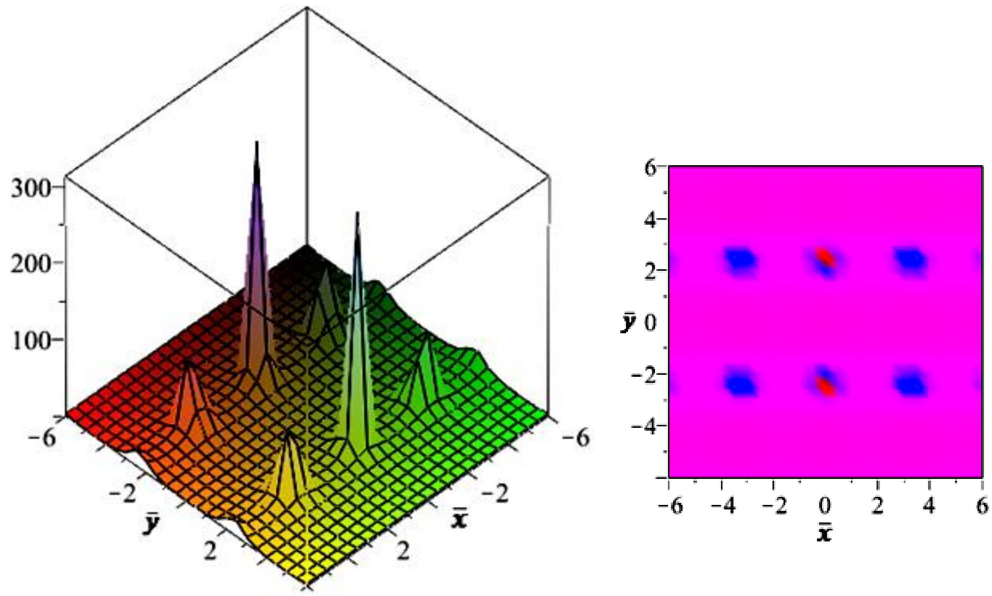

Рис. 3.6 Регулярная сеть филаментов в поляритонной волне.

Получим общее решение уравнения (3.30) для «векторной» поляритонной волны (волны с эллиптической поляризацией) $e(\bar{\xi},\bar{\eta})$, которое зависит от координат с правой и левой спиральностью $(\bar{\xi},\bar{\eta})$ в самодефокусирующей среде при $\alpha_1 > 0$, $\alpha_3 > 0$,

$$e(\bar{\xi},\bar{\eta}) = i\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_3}}\tanh\left\{C_1 + C_2\,\bar{\xi} + \frac{1-i}{2}\left[\left(\frac{1+i}{2}\alpha_1 - C_2^2\right)^{1/2}\bar{\eta} - C_2\right]\right\}. \quad (3.33)$$

Уравнение (3.33) представляет связанный пространственный солитон в векторном поляритонном потоке, который состоит из поляритонов с правой и левой спиральностью.

Уравнение (3.33) имеет такое же решение при $\alpha_1 < 0$, $\alpha_3 > 0$, которое отличается только коэффициентами,

$$e(\bar{\xi},\bar{\eta}) = \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_3}}\tanh\left\{C_1 + C_2\,\bar{\xi} + \frac{1-i}{2}\left[i\left(\frac{1+i}{2}\alpha_1 + C_2^2\right)^{1/2}\bar{\eta} - C_2\right]\right\}, \quad (3.34)$$

и при $\alpha_1 < 0$, $\alpha_3 < 0$,

$$e(\bar{\xi},\bar{\eta}) = i\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_3}}\tanh\left\{C_1 + C_2\,\bar{\xi} + \frac{1-i}{2}\left[i\left(\frac{1+i}{2}\alpha_1 + C_2^2\right)^{1/2}\bar{\eta} - C_2\right]\right\}. \quad (3.35)$$

Огибающие, которые описываются уравнениями (3.33) - (3.35) имеют форму ряда филаментов в поперечной плоскости (рис. 3. 7). Число филаметов в поляритонном потоке определяется величиной диаметра потока по сравнению с длиной волны.

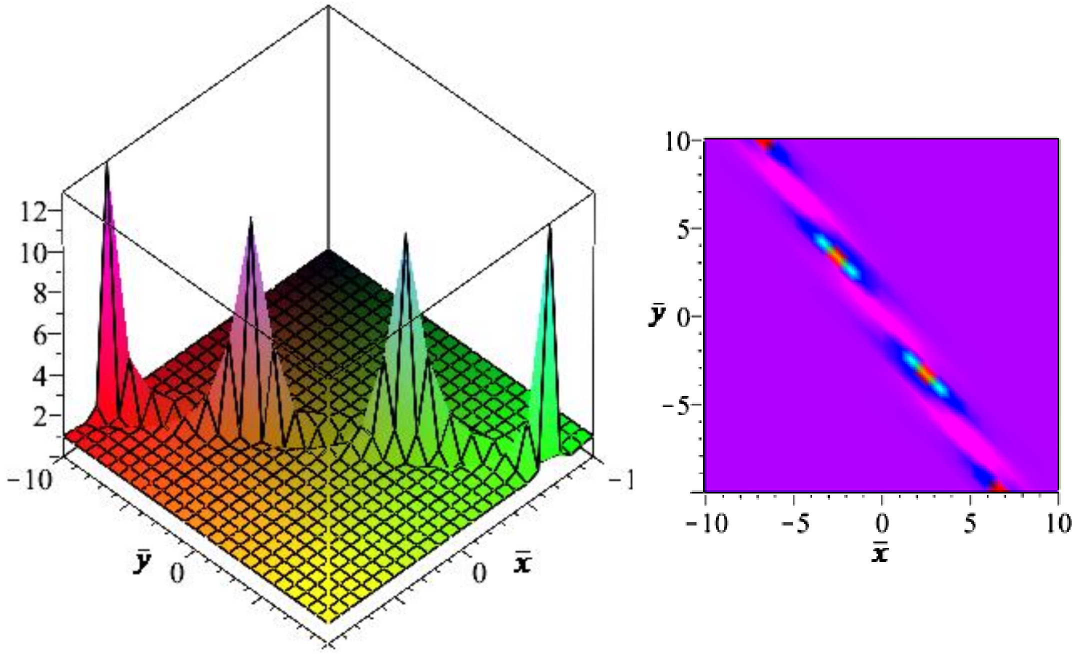

Рис. 3.7 Ряд филаментов в поляритонной волне эллиптической поляризации.

3.2.4 Устойчивость циркулярно-поляризованной волны

Мы можем исследовать поперечную неустойчивость поляритонной волны на примере скалярной поляритонной волны с правой спиральностью. Относительно малых возмущений для огибающих $e_+ = e(\bar{\xi}) + e_1(\bar{\xi}) + ie_1(\bar{\xi})$ можно линеаризировать уравнение (3.31)

$$\left(\frac{d^2}{d\bar{\xi}^2} + \alpha_1^{(+)} e_+ + 3\alpha_3^{(+)} e^2(\bar{\xi})\right)(e_1 + ie_2) = 0, \qquad (3.36)$$

где $e(\bar{\xi})$ - это решение уравнения (3.31), производная $d^2/d\bar{\xi}^2$ имеет действительное значение, e_1 и e_2 - действительные функции. Разделив действительную и мнимую части в уравнении (3.36), получим систему уравнений для возмущений e_1 и e_2,

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{d^2}{d\bar{\xi}^2}+\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'(\bar{\xi},q)-kq\right)e_1=\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''(\bar{\xi},q)-kq\right)e_2,\\
&\left(\frac{d^2}{d\bar{\xi}^2}+\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'(\bar{\xi},q)-kq\right)e_2=-\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''(\bar{\xi},q)-kq\right)e_1,
\end{aligned}\tag{3.37}$$

где $\tilde{\alpha}_1=\tilde{\alpha}_1'+i\tilde{\alpha}_1''=(1+i)\left[c^{-2}\omega^2(1+4\pi\chi_1)-k^2\right]/2$,

$\tilde{\alpha}_3=\tilde{\alpha}_3'+i\tilde{\alpha}_3''=3(1+i)\alpha_3 e^2(\bar{\xi})/2$. Получив значения фазовых смещений q из системы уравнений (3.37) мы можем проанализировать устойчивость нелинейной поляритонной волны.

Если поляритонный поток имеет форму пространственного солитона $e^2(\bar{\xi})=|4kq/\alpha_3|sch^2\left(sch^{-1}\left|e(0)\sqrt{\alpha_3/4kq}\right|-\sqrt{(1+i)kq}\bar{\xi}\right)$, близко к продольной оси z при $\bar{\xi}\to 0$ мы получим $\tilde{\alpha}_3=3(1+i)\alpha_3 e^2(0)/2$. В этом случае система уравнений (3.37) имеет вид

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{d^2}{d\bar{\xi}^2}+\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'-kq\right)e_1=\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''-kq\right)e_2,\\
&\left(\frac{d^2}{d\bar{\xi}^2}+\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'-kq\right)e_2=-\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''-kq\right)e_1,
\end{aligned}\tag{3.38}$$

Если представить поперечные колебания, как $e_1=e_0\cos(k_x x+k_y x)$ и $e_2=e_0\sin(k_x x+k_y x)$, то производная изменяется следующим образом $d^2/d\bar{\xi}^2\to\left(\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2+2\partial^2/\partial x\partial y\right)/4$, тогда из системы уравнений (3.38) получим

$$\begin{aligned}
&\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''-kq\right)\sin\phi-\left[\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'-kq-\left(k_x+k_y\right)^2/4\right]\cos\phi=0,\\
&\left[\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'-kq-\left(k_x+k_y\right)^2/4\right]\sin\phi+\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''-kq\right)\cos\phi=0.
\end{aligned}\tag{3.39}$$

Система уравнений (3.39) для фазового смещения q, описывает волновую неустойчивость $e\sim\exp(iqz)$ вдоль оси z за счет поперечного возмущения

$$\left[\tilde{\alpha}_1'+\tilde{\alpha}_3'-kq-\left(k_x+k_y\right)^2/4\right]^2+\left(\tilde{\alpha}_1''+\tilde{\alpha}_3''-kq\right)^2=0.\tag{3.40}$$

Решение уравнения (3.40) имеет вид

$$q = (1+i)\frac{\tilde{\alpha}_1^* + \tilde{\alpha}_3^* - (k_x + k_y)^2/4}{2k}, \tag{3.41}$$

здесь звездочка означает комплексное сопряжение. Фазовое смещение $q = q' + iq''$ зависит от плотности поля $\tilde{\alpha}_3 \sim e^2(0)$, волнового вектора $k_\perp$ поперечных возмущений, и параметров среды α_1 и α_3. Смещение q уменьшается для больших значений продольного волнового вектора k поляритонной волны.

Устойчивость поляритонной волны может быть достигнута, для параметров входящей волны и параметров среды выполняется неравенство $|\mathrm{Im}(q)| << |\mathrm{Re}(q)|$. «Продолжительность жизни» нелинейной поляритонной волны определяется обратным значением мнимой части фазового смещения $L = \mathrm{Im}\left[(1-i)k\left(\tilde{\alpha}_1^* + \tilde{\alpha}_3^* - (k_x + k_y)^2/4\right)^{-1}\right]$.

Пороговое значение для неустойчивости поляритонной волны определяется соотношением $\tilde{\alpha}_1^* + \tilde{\alpha}_3^* - (k_x + k_y)^2/4 = 0$, откуда находим поперечные вектора $k_{x0} + k_{y0} = 2\sqrt{\tilde{\alpha}_1^* + \tilde{\alpha}_3^*}$.

3.3 Плазмон-поляритоны

3.3.1 Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик

Рассмотрим механизм возникновения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границе раздела немагнитного диэлектрика и немагнитного металла с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2, и магнитными проницаемостями $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 1$ (рис. 3.8) [108,110].

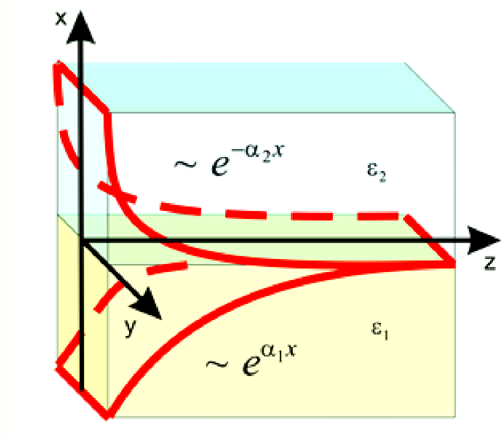

Рис. 3.8 ППП на границе раздела диэлектрика и металла.

Пусть объемная электромагнитная волна падает под углом полного внутреннего отражения на внутреннюю границу диэлектрика и воздуха, и затем переходит в поверхностную волну. Полагаем, что поверхностная волна возбуждается в форме поперечной магнитной ТМ-моды с частотой ω и распространяется вдоль границы металла и диэлектрика по оси z, а в поперечной плоскости ее поле затухает по обеим сторонам границы.

Пусть на границу металла и диэлектрика падает мощная электромагнитная волна, тогда необходимо учитывать нелинейные эффекты, приводящие к квадратичной поляризации среды. В этом случае, в силу нарушения трансляционной симметрии на границе сред формируются ППП на первой $\sim \exp(-i\omega t)$ и второй гармониках $\sim \exp(-i2\omega t)$ волны с поперечной поляризацией E_x, и на первой гармонике $\sim \exp(-i\omega t)$ волны с продольной поляризацией E_z.

Систему нелинейных уравнений для ППП ТМ-моды с компонентами B_y, E_x, E_z в немагнитной среде представим в виде

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{\varepsilon_1}{c}\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\chi_{11}^{(2)} E_x^* E_x + \chi_{12}^{(2)} E_x^2\right), \quad \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\varepsilon_1}{c}\frac{\partial E_z}{\partial t},$$
$$-\frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} B_y, \tag{3.42}$$

и в немагнитном металле

$$
\begin{gathered}
-\frac{\partial B_y}{\partial z}=\frac{\varepsilon_2}{c}\frac{\partial E_x}{\partial t}+\frac{4\pi g_2}{c}E_x, \quad \frac{\partial B_y}{\partial x}=\frac{\varepsilon_2}{c}\frac{\partial E_z}{\partial t}+\frac{4\pi g_2}{c}E_z, \\
-\frac{\partial E_z}{\partial x}+\frac{\partial E_x}{\partial z}=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}B_y,
\end{gathered} \tag{3.43}
$$

где $g_2 = i\omega_{2e}^2/4\pi(\omega+i\Gamma_2)$ проводимость металла [48], $\omega_{2e}^2 = 4\pi e^2 n_0/m$ - электронная плазменная частота, Γ_2 - постоянная затухания.

Поле ППП спадает как $\sim\exp(\alpha_1 x)$ в диэлектрике при удалении от границы в отрицательном направлении оси $-x$, и как $\sim\exp(-\alpha_2 x)$ в металле при удалении от границы в положительном направлении оси x, причем $\alpha_1>0, \alpha_2>0$. Граничные условия для ТМ-моды при $x=0$ имеют вид $B_{y1}=B_{y2}$ и $E_{z1}=E_{z2}$. Тогда из систем уравнений (3.42) и (3.43) получаем граничные условия в виде

$$
-\frac{\varepsilon_1}{\alpha_1}=\frac{\varepsilon_2}{\alpha_2}+i\frac{4\pi g_2}{\alpha_2\omega}. \tag{3.44}
$$

Граничные условия для систем уравнений (3.42) и (3.43) выполняются в случае отрицательной диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_2<0$, что возможно в металлах, обладающих частотой ниже плазменной. [48].

3.2.2 Дисперсионное уравнение для поверхностных плазмон-поляритонов

Из систем уравнений(3.42) и (3.43) в линейном случае $\chi_{11}^{(2)}=0$, $\chi_{12}^{(2)}=0$ можно найти дисперсионное уравнение для ППП с компонентами $E_{x,z}, B_y\sim\exp(-i\omega t+ikz)$в диэлектрической среде (индекс 1) и в металле (индекс 2)

$$
c^{-2}\omega^2\varepsilon_1-k^2+\alpha_1^2=0, \tag{3.45}
$$

$$
c^{-2}\omega^2\varepsilon_2-k^2+\alpha_2^2+ic^{-2}4\pi\omega g_2=0. \tag{3.46}
$$

Тогда из уравнений (3.45) и (3.46) можно получить коэффициенты затухания $\alpha_1$andα_2

$$\alpha_1 = \left(k^2 - c^{-2}\omega^2\varepsilon_1\right)^{1/2}, \alpha_2 = \left(k^2 - c^{-2}\omega^2\varepsilon_2 - ic^{-2}4\pi\omega\, g_2\right)^{1/2}, \qquad (3.47)$$

или рассчитать волновой вектор k для указанных параметров среды $\varepsilon_1, \varepsilon_2, g_2$. Диэлектрическая проницаемость диэлектрической среды определятся как

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{\omega_{1I}^2}{\Omega_1^2 - \omega^2 - i\Gamma_1\omega} + \frac{\omega_{1e}^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma_1\omega}, \qquad (3.48)$$

где $\omega_{1e}^2 = 4\pi e^2 N_e m^{-1}$, $\omega_{1I}^2 = 4\pi e_{eff}^2 N_C m_{eff}^{-1}$ электронная и ионная плазменные частоты в диэлектрике, e_{eff}, m_{eff} - эффективные заряд и масса ионов, Ω_1 - решеточная резонансная частота, ω_{0ij}^2 - электронная резонансная частота, Γ_{1ij} - постоянная затухания.

Учитывая и ионную, и электронную поляризацию в кристаллической решетке металла под действием поля электромагнитной волны, получаем выражение для диэлектрической проницаемости металла в виде

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_{2I}^2}{\Omega_2^2 - \omega^2 - i\Gamma_2\omega} - \frac{\omega_{2e}^2}{\omega^2 + i\omega_{re}\omega}, \qquad (3.49)$$

где $\Omega_\perp^2$ - резонансная частота решетки металла, Γ - коэффициент поглощения в решетке, ω_{re} - частота релаксации плазменных волн в металле. Второе слагаемое в уравнении (3.49) описывает реакцию ионов, закрепленных в узлах кристаллической решетки, а третье слагаемое – реакцию электронного газа на воздействие электромагнитного поля. Из выражения (3.49) следует, что для частот вдали от решеточного резонанса $\Omega_2 << \omega$ действительная часть диэлектрической проницаемости металла меньше нуля $\varepsilon_2 < 0$, для частот $\omega < \omega_{2e}$ так как $\omega_I << \omega_e$.

Подставляя коэффициенты затухания α_1 и α_2 (3.47) в уравнение (3.44) мы получим дисперсионное уравнение для ППП ТМ-моды

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \qquad (3.50)$$

где ε_1 и ε_2 определяются выражениями (3.48) и (3.49). Дисперсионное уравнение (3.50) можно представить в виде системы комбинационных уравнений $k'^2 - k''^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}', \quad k'k'' = \frac{\omega^2}{2c^2}\tilde{\varepsilon}''$, что позволит найти действительную и мнимую части волнового вектора $k' = \frac{\omega}{\sqrt{2}c}\left[\left(\tilde{\varepsilon}'^2 + \tilde{\varepsilon}''^2\right)^{1/2} + \tilde{\varepsilon}'\right]^{1/2}$, $k'' = \frac{\omega}{\sqrt{2}c}\left[\left(\tilde{\varepsilon}'^2 + \tilde{\varepsilon}''^2\right)^{1/2} - \tilde{\varepsilon}'\right]^{1/2}$, где $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1\varepsilon_2\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2\right)^{-1}$ эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость, $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}' + i\tilde{\varepsilon}''$.

Например, мнимая часть волнового вектора $k'' = 2\cdot 10^3 cm^{-1}$ на оптической частоте $\omega = 3\cdot 10^{15} s^{-1}$ для стекла $\varepsilon_1 = 4$ и серебра $\varepsilon_2 = -10.7 + i0.3$ является маленькой, при этом действительная часто волнового вектора для ППП $k' = 2.5\cdot 10^5 cm^{-1}$ больше чем в воздухе в 2.5 раза, другими словами длина волны ППП меньше чем в воздухе в 2.5 раза. Таким образом, мы можем получить волну на оптической частоте с длиной волны такой же как и в субволновом диапазоне частот [66].

3.3.3 Нелинейные поверхностные плазмон-поляритоны первой и второй гармоники

Рассмотрим генерацию нелинейных ППП ТМ-моды мощной электромагнитной волной, вызывающей нелинейную поляризацию на границе диэлектрика и металла. Можно получить нелинейное уравнение для E_x в диэлектрической среде, комбинируя уравнения из системы (3.42)

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon_1}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \alpha_1^2 E_x \\ &= \frac{4\pi}{c^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha_1^2 c^2}{\varepsilon_1}\right)\left(\chi_{11}^{(2)} E_x^* E_x + \chi_{12}^{(2)} E_x^2\right). \end{aligned} \tag{3.51}$$

Представим компоненты электрического поля волны с поперечной поляризацией в форме первой и второй гармоник, в волны с продольной поляризацией – в форме первой гармоники $E_x = \tilde{E}_1(t,z)\exp(-i\omega t + ik_1 z) + \tilde{E}_2(t,z)\exp(-i2\omega t + ik_2 z)$, где $\tilde{E}_{1,2}(t,z)$ медленно меняющиеся вдоль оси z амплитуды, $k_1 = c^{-1}\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}(\omega)}$, $k_2 = 2c^{-1}\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}(2\omega)}$. Длина распространения ППП на первой и второй гармонике определяется выражениями $L_1 = (2\,\mathrm{Im}\,k_1)^{-1}$ и $L_2 = (2\,\mathrm{Im}\,k_2)^{-1}$ [39], а отношение длин распространения $L_1/L_2 = 2\,\mathrm{Im}\sqrt{\tilde{\varepsilon}(2\omega)}/\mathrm{Im}\sqrt{\tilde{\varepsilon}(\omega)}$. Например, на границе раздела кварца, с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\omega) = 2.36$ и $\varepsilon_1(2\omega) = 2.378$, и серебра с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_2(\omega) = -67.03 + i2.44$ и $\varepsilon_2(2\omega) = -11.9 + i0.33$ на частоте $\omega = 1.77 \cdot 10^{15} s^{-1}$ ($\lambda = 1.06\,\mu m$) [38], длина распространения ППП на первой гармонике равна $L_1 = 81.3\,\mu m$ и на второй гармонике $L_2 = 7.1\,\mu m$, отношение их длин $L_1/L_2 \cong 11.5$.

Комбинируя уравнения системы (3.51), приравняем множители перед экспонентами с одинаковыми аргументами для первой и второй гармоник. Тогда получаем систему уравнений для амплитуд компонент электрического поля нелинейного ППП ТМ-моды.

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1}\frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial t} = i\gamma_1 \tilde{E}_1^* \tilde{E}_2 \exp(i\Delta kz),\\
&\frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2}\frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial t} = i\gamma_2 \tilde{E}_1^2 \exp(-i\Delta kz),
\end{aligned} \qquad (3.52)$$

где $v_1 = c\dfrac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}(\omega)}}{\varepsilon_1(\omega)}$, $v_2 = c\dfrac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}(2\omega)}}{\varepsilon_1(2\omega)}$, $\Delta k = k_2 - 2k_1$, $\gamma_1 = \dfrac{2\pi c\chi_{11}^{(2)}(\omega)}{\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}(\omega)}}\left(\dfrac{\alpha_1^2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega)} + \dfrac{\omega^2}{c^2}\right)$,

$$\gamma_2 = \frac{\pi c\chi_{12}^{(2)}(\omega)}{\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}(2\omega)}}\left(\frac{\alpha_1^2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega)} + \frac{4\omega^2}{c^2}\right).$$

3.3.3.1 Слабое взаимодействие гармоник

Если во вторую гармонику трансформируется незначительная доля мощности первой гармоники поперечной волны, то на рассматриваемых длинах распространения волн вдоль границы диэлектрика и металла интенсивность первой гармоники меняется слабо $I_1 = \tilde{E}_1^* \tilde{E}_1$. В слабо диспергирующей среде $\Delta k \approx 0$, тогда систему уравнений (3.52) можно представить в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right) f_1 = i2\gamma_1 I_1 f_2, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right) f_2 = i\gamma_2 f_1, \tag{3.53}$$

где $f_1 = \tilde{E}_1^2$, $f_2 = \tilde{E}_2$, и получить частное решение для переменных f_1, f_2 из (3.53) в виде $f_1 = f_{10} \exp\left(-i2\tilde{\omega}t + i2\tilde{k}z\right)$, $f_2 = f_{20} \exp\left(-i2\tilde{\omega}t + i2\tilde{k}z\right)$, $f_{01,02} = const$, $v_1 \approx v_2 = v$. В этом случае поперечная компонента электрического поля для первой и второй гармоники имеет вид $\tilde{E}_1 = A_1 \exp\left[-i(\omega + \tilde{\omega})t + i\left(k_1 + \tilde{k}\right)z\right]$, $\tilde{E}_2 = A_2 \exp\left[-i2(\omega + \tilde{\omega})t + i\left(k_2 + 2\tilde{k}\right)z\right]$, где $A_1 = \sqrt{f_{10}}$, $A_2 = f_{20}$. Тогда можно записать соотношение фазовых добавок $\tilde{\omega}$ и $\tilde{k}$

$$\tilde{k}_\pm = \tilde{\omega} v^{-1} \pm \left(\gamma_1 \gamma_2 I_1 / 2\right)^{1/2}, \tag{3.54}$$

где $\tilde{\omega}$ - это частота сигнала модуляции. Из выражения (3.54) следует, что скорости волновых пакетов ППП $\tilde{v}_\pm = \mathrm{Re}\left[d\left(k + \tilde{k}_\pm\right)/d\omega\right]^{-1}$ для обеих гармоник зависят от интенсивности первой гармоники I_1, т.е. в потоке ППП формируются нелинейные волны, распространяющиеся с разной скоростью. Это следует из того факта, что фазовая добавка (3.54) имеет два значения для всех компонент поля [66].

3.3.3.2 Сильное взаимодействие гармоник

Если интенсивность первой гармоники поперечной волны нельзя считать постоянной $I_1 \neq const$, то систему уравнений (3.52) можно решить введя действительные амплитуды и фазы [50] как $\tilde{E}_{1,2}(t,z) = A_{1,2}(t,z)\exp[i\phi_{1,2}(t,z)]$ Разделяя действительные и мнимые части получаем

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{v_1'}{|v_1|^2}\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{v_1''}{|v_1|^2}\frac{\partial \phi_1}{\partial t}A_1 \\
&= -A_1 A_2\left[\gamma_1'\sin(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1) + \gamma_1''\cos(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1)\right], \\
&\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{v_2'}{|v_2|^2}\frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{v_2''}{|v_2|^2}\frac{\partial \phi_2}{\partial t}A_2 \\
&= A_1^2\left[\gamma_2'\sin(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1) - \gamma_2''\cos(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1)\right], \\
&\frac{\partial \phi_1}{\partial z}A_1 + \frac{v_1'}{|v_1|^2}\frac{\partial \phi_1}{\partial t}A_1 - \frac{v_1''}{|v_1|^2}\frac{\partial A_1}{\partial t} \\
&= A_1 A_2\left[\gamma_1'\cos(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1) - \gamma_1''\sin(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1)\right], \\
&\frac{\partial \phi_2}{\partial z}A_2 + \frac{v_2'}{|v_2|^2}\frac{\partial \phi_2}{\partial t}A_2 - \frac{v_2''}{|v_2|^2}\frac{\partial A_2}{\partial t} \\
&= A_1^2\left[\gamma_2'\cos(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1) + \gamma_2''\sin(\Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1)\right],
\end{aligned}
\tag{3.55}
$$

где $v_{1,2} = v_{1,2}' + iv_{1,2}''$ - это комплексные скорости. Динамика амплитуд A_1 и A_2 представлена на рис. 3.9 согласно следующим граничным условиям 1) Гауссов импульс $A_1\big|_{z=0} = \exp(-t^2/T_0^2)$ возбуждается на первой гармонике 2) вторая гармоника имеет нулевое значение $A_2\big|_{z=0} = 0$ на входе в среду.

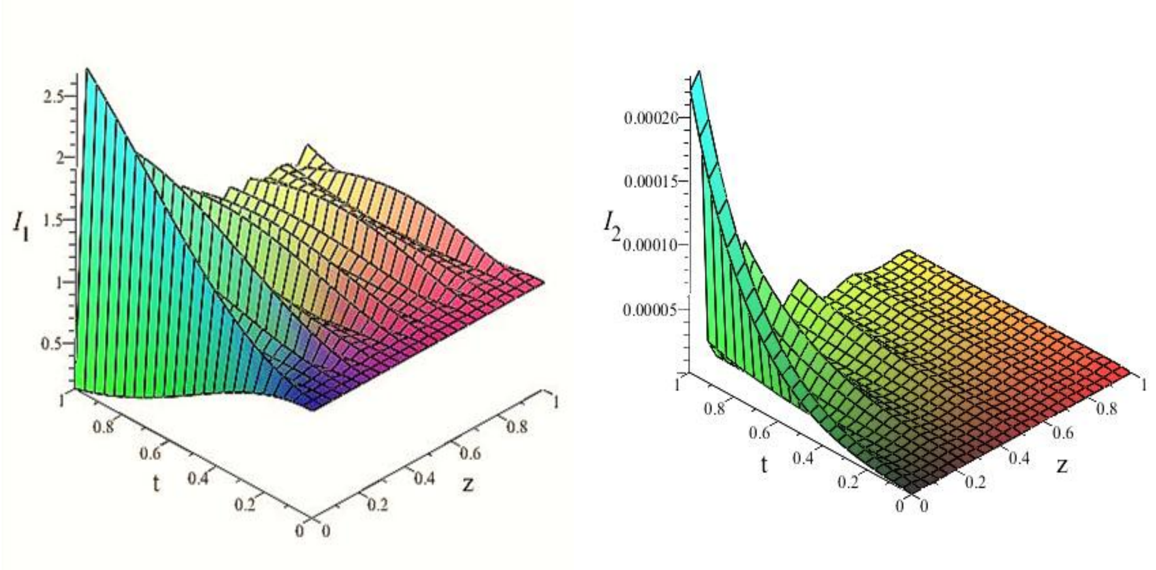

Рис. 3.9 Динамика интенсивностей ППП на первой $I_1 = A_1^2$ и второй $I_2 = A_2^2$ гармониках на границе раздела диэлектрической среды с металлом; (все величины безразмерные).

Перейдем в движущуюся систему координат со скоростью импульса $\tilde{v} \neq \mathrm{Re}(v)$для этого сделаем следующую замену переменных $\tau = t - z/\tilde{v}$, тогда можно получить систему комбинационных уравнений из системы уравнений (3.52) в непоглощающем диэлектрике $v_{1,2}'' = 0, \gamma_{1,2}'' = 0$,

$$\frac{dA_1}{d\tau} = -\tilde{\gamma}_1 A_1 A_2 \sin\Phi,$$
$$\frac{dA_2}{d\tau} = \tilde{\gamma}_2 A_1^2 \sin\Phi, \tag{3.56}$$
$$\frac{d\Phi}{d\tau} = -\Delta k\tilde{v} + \left(\tilde{\gamma}_2 A_1^2 A_2^{-1} - 2\tilde{\gamma}_1 A_2\right)\cos\Phi,$$

где $\Phi = \Delta kz + \phi_2 - 2\phi_1$ - комбинационная фаза, $\tilde{\gamma}_{1,2} = \gamma_{1,2}' v_{1,2}' \tilde{v} / (\tilde{v} - v_{1,2}')$, $\tilde{v} > v_{1,2}'$. Данная система уравнений имеет два интеграла движения: 1) $I_{12} = \tilde{\gamma}_1^{-1} A_1^2 + \tilde{\gamma}_2^{-1} A_2^2$ и 2) $\Delta k\tilde{v} A_2^2 = 2\tilde{\gamma}_2 A_1^2 A_2 \cos\Phi$.

Комбинационная фаза может быть постоянной $\Phi = \pi/2$, если выполняется условие фазового синхронизма $\Delta k = 0$, а среда при этом слабо диспергирующая, это можно увидеть из второго интеграла движения т.к.

$\cos\Phi = 0$ [50]. В этом случае можно получить систему уравнений для амплитуд на первой и второй гармонике в виде

$$\frac{dA_1}{d\tau} = -\tilde{\gamma}_1 A_1 A_2, \quad \frac{dA_2}{d\tau} = \tilde{\gamma}_2 A_1^2. \qquad (3.57)$$

Решение для амплитуд на первой и второй гармонике для импульса ППП можно найти, используя первый интеграл движения.

$$A_1 = \left(\tilde{\gamma}_1 I_{12}\right)^{1/2} \cosh^{-1}\left[\tilde{\gamma}_1\left(\tilde{\gamma}_2 I_{12}\right)^{1/2}\tau\right], \qquad (3.58)$$

$$A_2 = \left(\tilde{\gamma}_2 I_{12}\right)^{1/2} \tanh\left[\tilde{\gamma}_1\left(\tilde{\gamma}_2 I_{12}\right)^{1/2}\tau\right]. \qquad (3.59)$$

Импульс ППП на первой гармонике (3.58) имеет вид светлого солитона, (рис. 3.9, 1))

$$I_1 = \tilde{\gamma}_1 I_{12} \cosh^{-2}\left[\tilde{\gamma}_1\left(\tilde{\gamma}_2 I_{12}\right)^{1/2}\left(t - z/\tilde{v}\right)\right], \qquad (3.60)$$

а импульс на второй гармонике (3.59) имеет вид темного солитона (рис. 3.9, 2))

$$I_2 = \tilde{\gamma}_2 I_{12} \tanh^2\left[\tilde{\gamma}_1\left(\tilde{\gamma}_2 I_{12}\right)^{1/2}\left(t - z/\tilde{v}\right)\right], \qquad (3.61)$$

где $\tilde{v} = \mathrm{Re}\left\{d\left[k + \tilde{k}_-\left(I_1\right)\right]/d\omega\right\}^{-1}$ - это скорость импульса, зависящая от интенсивности первой гармоники I_1.

В рассматриваемой модели интенсивность ППП на первой гармоники I_1 (уравнение (3.60)) и второй гармонике I_2 (уравнение (3.61)) не колеблется вдоль оси z и времени t если комбинационная фаза $\Phi = \pi/2$ постоянна из-за фазового синхронизма [50, 67]. Таким образом, в этом случае входящий ППП-импульс преобразуется в светлый солитон на первой гармонике, и затем, при возбуждении второй гармоники, несущей в себе темный солитон с длиной распространения ППП.

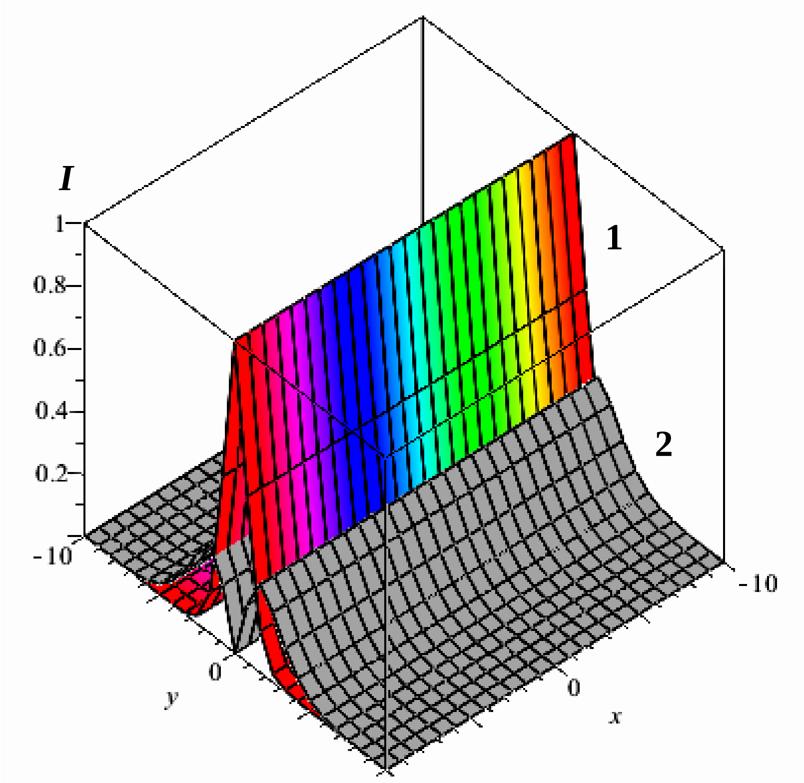

Рис. 3.10 Нормированные интенсивности светлого (1) солитона на первой гармонике и темного (2) солитона на второй гармонике, на границе раздела диэлектрик-металл; $t = const$.

Уравнение (3.60) описывает импульс с формой в виде светлых солитонов, который имеет несущую частоту ω и скорость $\tilde{v} = const$. Это волновой пакет солитонной формы [29,49,50,67]. Но если предположить, что скорость $\tilde{v}$ зависит от интенсивности импульса $\tilde{v} = \mathrm{Re}[dk_1(I_1)/d\omega]^{-1}$, то уравнение (3.60) описывает истинный светлый солитон.

Эффективность преобразования первой гармоники во вторую гармонику $\eta = \tilde{\gamma}_2\tilde{\gamma}_1^{-1}\cosh^2\left(\tilde{\gamma}_1\sqrt{\tilde{\gamma}_2 I_{12}}\tau + \phi_0\right)\tanh^2\left(\tilde{\gamma}_1\sqrt{\tilde{\gamma}_2 I_{12}}\tau\right)$ растет вдоль оси z и времени t в случае фазового синхронизма. В этом случае отношение длин распространения ППП на первой и второй гармониках равно $L_1 / L_2 = 2$. Это означает, что длина распространения ППП на второй гармонике на границе раздела кварц-серебро имеет длину $L_2 = 40.5\,\mu m$ при $L_1 = 81.3\,\mu m$, при

$\mathrm{Re}\,k_1 = 0.927 \cdot 10^5 cm^{-1}$ ($\lambda_1 = 0.678\,\mu m$), $\mathrm{Re}\,k_2 = 2.04 \cdot 10^5 cm^{-1}$ ($\lambda_2 = 0.307\,\mu m$), скорость первой гармоники $\mathrm{Re}\,v_1 = 1.89 \cdot 10^{10} cm/s$ и скорость второй гармоники $\mathrm{Re}\,v_2 = 2.17 \cdot 10^{10} cm/s$. Фазовый синхронизм первой и второй гармоник поддерживается из-за короткой длины распространения ППП.

3.4 Выводы

1) Электромагнитное поле, падающее на прозрачную среду, генерирует в ней поляритонную волну, в которой доли энергии фотонного и фононного полей зависят от дисперсионных свойств среды.

2) В нелинейной среде поляритонный спектр приобретает дополнительные ветви по сравнению с линейной средой. Волны, соответствующие новым ветвям поляритонного спектра неустойчивы. Их действительная и мнимая части зависят от плотности энергии электромагнитного поля: при увеличении плотности энергии поля частоты поляритонных волн уменьшаются.

3) В самофокусирующей среде линейно-поляризованная поляритонная волна имеет вид светлого пространственного солитона или кноидальной волны с поляризацией вдоль оси x или y, соответственно. Поляритонная волна распадется на несколько потоков на линии оси x (или y), которые распространяются вдоль оси z.

4) Устойчивость поляритонной волны может быть достигнута при выполнении неравенства $|\mathrm{Im}(q)| << |\mathrm{Re}(q)|$.

5) При слабом взаимодействии гармоник в потоке ППП формируются нелинейные волны, распространяющиеся с разной скоростью. При сильном взаимодействии гармоник входящий ППП импульс преобразуется в светлый солитон на первой гармонике, и в темный солитон на второй гармонике. Фазовый синхронизм первой и второй гармоник поддерживается из-за короткой длины распространения ППП. Взаимодействие солитонов на первой и второй гармонике приводит к увеличению их длины распространения по сравнению с длиной распространения гауссового плазмон-поляритонного импульса при тех же условиях. Длина распространения нелинейного поляритонного импульса определяется обратным значением мнимой части фазового смещения $L = \mathrm{Im}\left[(1-i)k\left(\tilde{\alpha}_1^* + \tilde{\alpha}_3^* - \left(k_x + k_y\right)^2 / 4\right)^{-1}\right]$. Длина распространения

поверхностных плазмон-поляритонных импульсов в форме солитонов увеличивается из-за баланса между эффектами диссипации и укручения амплитуды.

Заключение

В диссертационной работе теоретически изучены свойства объемных и поверхностных поляритонов в линейных и нелинейных диэлектрических средах, рассмотрены среды с магнитной подсистемой и без магнитной подсистемы. В работе были решены поставленные *основные задачи*:

1. Теоретически изучены физические механизмы возникновения ветвей поляритонного спектра в линейных и нелинейных диэлектрических средах без магнитной подсистемы, и с магнитной подсистемой.

2. Произведен анализ неустойчивости поляритонных волн, соответствующих ветвям спектра, которые возникают в диэлектрической среде с кубической нелинейностью.

3. На основе проведенного анализа изучен физический механизм трансформации квазигармонической плоской волны в пространственный солитон либо кноидальную (нелинейную периодическую) волну в диэлектрической среде с кубической нелинейностью для потока объемных поляритонов.

4. Теоретически изучено взаимодействие поверхностных плазмон-поляритонных импульсов с несущими частотами на первой и на второй гармонике на границе металла и диэлектрической среды с учетом квадратичной нелинейности среды. Рассмотрен физический механизм трансформации входящего электромагнитного импульса в поверхностные плазмон-поляритонные импульсы, приобретающие формы светлого и темного солитонов.

На основе проведенных теоретических исследований были получены следующие *результаты* и сделаны *выводы*:

1) Построены теоретические модели, описывающие генерацию и взаимодействие объемных и поверхностных поляритонов в линейных и нелинейных диэлектрических средах без магнитной подсистемы, и с магнитной подсистемой. На основе этих моделей были получены спектры поляритонов в линейных и нелинейных средах.

2) Показано, что внешнее магнитное поле в линейной диэлектрической среде с магнитной подсистемой (бигиротропной среде) увеличивает число ветвей поляритонного спектра по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Этот эффект объясняется возникновением гиротропии среды в присутствии внешнего магнитного поля. В построенных теоретических моделях бигиротропия среды описывается недиагональными компонентами тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей.

3) Впервые теоретически показано, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью в результате нелинейного отклика среды возникают новые ветви поляритонного спектра по сравнению со спектром в линейной среде. Волны, соответствующие новым ветвям поляритонного спектра, неустойчивы. Действительная и мнимая частоты этих волн зависят от плотности энергии электромагнитного поля, при увеличении плотности энергии поля значения действительной и мнимой частоты уменьшаются.

4) Теоретически показано, что ширина щели поляритонного спектра в диэлектрической среде с кубической нелинейностью зависит от плотности энергии электромагнитного поля из-за зависимости диэлектрической проницаемости от интенсивности поля в результате изменения нелинейной электронной поляризации среды. Этот эффект может быть использован для управления спектром пропускания диэлектрической среды.

5) Теоретически показано, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью входящая плоская электромагнитная волна с частотой, лежащей в спектральной щели, может генерировать плоскую поляритонную волну. Эта поляритонная волна, в зависимости от граничных условий, в результате неустойчивости трансформируется в пространственный солитон, либо кноидальную волну.

6) Впервые теоретически показано, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью поляритонный поток, представляющий волну с плоским волновым фронтом с линейной поляризацией, стратифицируется (расщепляется на плоские потоки) в результате самофокусировки.

Поляритонный поток с плоским волновым фронтом с правой или левой круговой поляризацией в результате самофокусировки приобретает вид пучка филаментов (нитевидных потоков) в форме регулярной решетки в поперечной плоскости, а поток с эллиптической поляризацией имеет вид двойного ряда филаментов.

7) Впервые теоретически показано, что поверхностный плазмон-поляритонный импульс гауссовой формы, возбужденный на границе диэлектрической среды и металла, из-за квадратичной нелинейности на границе среды преобразуется в светлый солитон с несущей частотой на первой гармонике, и в темный солитон с несущей частотой на второй гармонике. В результате возбуждения плазмон-поляритонного импульса, переносящего темный солитон, и взаимодействия его с плазмон-поляритонным импульсом, имеющим форму светлого солитона, длина распространения обоих поверхностных плазмон-поляритонных импульсов увеличивается по сравнению с длиной распространения гауссового плазмон-поляритонного импульса при тех же условиях. Длина распространения поверхностных плазмон-поляритонных импульсов в форме солитонов возрастает из-за баланса между эффектами дисперсии и обострения фронта волны.

Список литературы

1. Толпыго К.Б. Физические свойства решетки типа каменной соли, построенной из деформируемых ионов // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20, вып. 6. – С. 497–509.
2. Huang K. On the interaction between the radiation field and ionic crystals // Proc. Roy. Soc. – 1951. – V. A 208. – P. 352-365.
3. Fano U. Atomic theory of electromagnetic interaction in dense materials // Phys. Rev. – 1956. – V.103. – No. 5.– P.1202-1218.
4. Hopfield J.J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals // Phys. Rev. – 1958. – V. 112, No. 5. – P. 1555-1567.
5. Большая Физическая Энциклопедия / под ред. М. Прохорова. – Москва: Научное издательство – 1994. – Т. 4 – С.80-83.
6. Давыдов А.С. Теория молекулярных экситонов. – Москва: Наука. – 1968. – 296 с.
7. Давыдов А.С. Физика твердого тела. – М . : Наука. – 1976. – 639 с.
8. O'Dell T. H. The electrodynamics of magneto-electric media. – North-Holland Pub., Amsterdam. – 1964. – 304 p.
9. Обуховский В.В. Комбинационное рассеяние света на поляритонах / В.В. Обуховский, В.Л. Стрижевский // УФЖ. – 1969. – Т. 14. – С. 1461-1471.
10. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. – М: Наука. – 1979. – 432 с.
11. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука. – 1980. – 256 с.
12. Сухоруков А.П., Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. – М.: Наука. – 1988. – 232 с.
13. Dzedolik I.V. One-dimensional controllable photonic crystal // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – V. 24, No. 10. – P. 2741-2745.

14. Pereira M.F. Intersubband antipolaritons: Microscopic approach // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75, 195301. – P. 1-5.
15. Dzedolik I. V. Splitting of an optical pulse as disintegration of a quasi-particle bunch in a transversely inhomogeneous dielectric medium // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11. – 015704.
16. Balili R., Hartwell V., Snoke D. et al. Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap // Science. – 2007. – V. 316. – P. 1007-1009.
17. Воронова Н.С., Лозовик Ю.Е. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в оптической микрополости // ФТТ. – 2008. – Т. 50, вып. 8. – С. 1496-1500.
18. Dzedolik I.V., Mikulska Y. Polariton Spectrum Control in Dielectric Medium. – Proceedings of 2nd IEEE International Workshop on "THz Radiation: Basic Research and Applications TERA'2010", Sevastopol, Ukraine, 12-14 September, 2010. – P. 288-290.
19. Борисов С.Б., Любчанский И.Л. Поляритоны в магнитных диэлектриках // ФТТ. – 1984. –Т. 26, № 11. – С. 3245-3249.
20. Борисов С.Б., Любчанский И.Л. Нормальные электромагнитные волны в анизотропной бигиротропной среде // Опт.и спектр. – 1988. –Т. 65, № 2. – С. 365-370.
21. Борисов С.Б., Дадоенкова Н.Н., Любчанский И.Л. Нормальные электромагнитные волны в бигиротропных магнитооптических слоистых структурах // Опт. и спектр. – 1993. – Т.74. – №6. – С. 1127-1136.
22. Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитостатические волны // УФН. – 1997. – Т. 167, № 2. – С. 191-237.
23. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. – М. : Изд. Моск. ун-та. – 1985. – 336 с.
24. Zvezdin A.K. , Kotov V.A. Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. – Taylor & Francis. – 1997. – 404 p.

25. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology. – New York: Springer Science+Business Media, LLC. – 2009. – 340 p.
26. Inoue H., Katayama K., Shen Q., Toyoda T., Nelson K. A. Terahertz reflection response measurement using a phonon polariton wave // Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol. 105. – Iss. 5. – 054902.
27. Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N. , Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Rasing T. Magnetic photonic crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – V. 36. – P. R277-R287.
28. Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A., Khanikaev A.B. et al. Magnetophotonic crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. 151-161.
29. Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N. , Prokopov A.R. et al. One-dimentional magnetophotonic crystals based on double-layer Bi-substituted iron garnet films // Mat.-wiss. u. Werkstofftech. – 2011. – Vol. 42, N 1. – P. 19-23.
30. Дзедолик И.В. Поляритоны в оптических волокнах и диэлектрических резонаторах. – Симферополь: ДИАЙПИ. – 2007. – 319 с.
31. Моносов Я. А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. – М: Наука. – 1979. – 376 с.
32. Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир. – 1966. – 424 с.
33. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика. – М . : Наука. – 1981. – 672 с.
34. Nonlinear Waves in Solid-State Physics / Ed. by A.D. Boardman, M. Bertolotti, T. Twardowski. – New York: Plenum Press. – 1986.
35. Борн М., Хуан К. Динамическая теория кристаллических решеток. – Москва: Иностранная литература. – 1958. – 488 с.
36. Dzedolik I.V., Karakchieva O. Control of polariton spectrum in bigyrotropic medium // Applied Optics– 2013. – V. 52, No. 25. – P. 6112-6118.
37. Дзедолик И.В., Каракчиева О.С., Микульская Ю.П. Управление спектром поляритонов в диэлектрической среде // Ученые записки Таврического национального университет им. В. И. Вернадского. Серия «Физико-математические науки». – 2010. – Т. 23(62), № 3. – С. 67-74.

38. Дзедолик И.В., Каракчиева О.С. Поляритоны в нелинейной диэлектрической, магнитной и бигиротропной среде // Ученые записки Таврического национального университет им. В. И. Вернадского. Серия «Физико-математические науки». – 2011. – Т. 24(63), № 2. – С. 80-103.

39. Дзедолик И.В., Каракчиева О.С. Поляритоны в нелинейном диэлектрике //Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка".– 2011. – № 983, вип. 19. – С. 23-28.

40. Дзедолик И.В., Каракчиева О.С., Лагунов И. М., Лапаева С. Н. Зависимость скорости поляритонов в бигиротропной среде от направления внешнего магнитного поля // Ученые записки Таврического национального университета им. В. И. Вернадского. Серия «Физико-математические науки». – 2012. – Том 25(64), № 1. – С. 133-139.

41. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Nonlinear waves and solitons in polariton flux // Proc. Sixth International Workshop "Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes and Materials" RNAOPM'2012, Lutsk – Shatsk Lakes, Ukraine, May 25-29. – 2012. – P. 76-79.

42. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Polaritons in nonlinear medium: generation, propagation and interaction // Proc. NLP*2011 IEEE Catalog Number: CFP1112P-CDR. – ISBN: 978-1-4577-0479-6. – 2011.

43. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Magnetooptic polariton spectra in nonlinear magnetogyrotropic medium // Proc. LFNM&TERA*2011 IEEE Catalog Number: CFP11502-CDR. – ISBN: 978-1-61284-813-6. – 2011.

44. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Properties of polaritons in nonlinear dielectric medium // Proc. NLP*2013 IEEE Catalog Number: CFP312P-CDR. – ISBN: 978-1-4799-1116-5. – 2013.

45. Dzedolik I.V., Karakchieva O.S. Polariton velocities in bygirotropic medium // Abstracts of International Conference "Functional Materials" ICFM'2013, September 29 – October 5 – ISBN: 978-966-491-465-6. – 2013.

46. 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.
47. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел – М: Наука, 1967. – 488 с.
48. Агранович В.М., Миллс Д.Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред – М: Наука, 1985. – 528 с.
49. Кившарь Ю.С, Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. - 648 с.
50. Desyatnikov A.S., Ostrovskaya E.A., Kivshar Y.S., Denz C. Composite Band-Gap Solitons in Nonlinear Optically Induced Lattices // Phys. Rev. Lett., Vol. 91, No. 15 – 2003. – P. 153902(1)-153902(4)
51. Desyatnikov A., Maimistov A., Malomed B. Three-dimensional spinning solitons in dispersive media with the cubic-quintic nonlinearity // Phys. Rev. E, Vol. 61. – 2000. – P. 1457-1457.
52. Buccoliero D., Desyatnikov A.S., Quasi-periodic transformations of nonlocal spatial solitons // Opt. Express, Vol. 17. – 2009. – P. 9608–9613.
53. Davoyan A. R., Shadrivov I. V., Kivshar Y. S. Quadratic phase matching in nonlinear plasmonic nanoscale waveguides // Optics express, Vol. 17. – 2009 – P. 20063-20068.
54. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. Наноразмерные электронно-фотонные устройства на основе поверхностных плазмонных поляритонов / Наноструктуры и нанотехнологии в электронике/ УДК 539.21, 621.3. – 2011 – С.26-30.
55. Князев Б.А., Кузьмин А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / Учебно-методическое обеспечение преподавания физики / УДК 537.876. – Новосибирск – 2003 – 27 с.
56. Dzedolik I.V., Lapayeva S.N. Mass of polaritons in different dielectric media // J. Opt.. – Vol. 13. – 2011. – P. 015204-015211.

57. Darmanyan S.A., Kamchatnov A.M., Neviere M. Polariton effect in nonlinear pulse propagation // J. Experim. Theor. Phys. – Vol. 96. – 2003. – P. 876-884.
58. Шен И.Р. Принципы нелиненой оптики. – М.: Наука, 1989. – 550 с.
59. Виноградова М.Б. Руденко О.В. Сухоруков А.П. Теория волн – М: Наука. – 1990. – 384 с.
60. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях // Письма в ЖЭТФ, Т. 3. – 1966. – С. 471-475.
61. Дзедолик И.В. Электромагнитное поле в активных и пассивных средах – Симферополь: ДИАЙПИ. – 2013. – 319 с.
62. Смоленский Г.А., Леманов В.В. Ферриты и их техническое применение – Л. : Наука, 1975. – 218 с.
63. Смоленский Г.А., Леманов В.В., Недлин Г.М., Петров М.П., Писарев Р.В. Физика магнитных диэлектриков – СПб.: Наука. – 1974. – 454 с.
64. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит. – 1994. – 464 с.
65. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. — М.: Наука. – 1967. – 368 с.
66. Dzedolik I.V. Period variation of polariton waves in optical fiber // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – Vol. 11. – 2009. – P. 094012.
67. Gaizauskas E., Savickas A., Staliunas K. Radiation from band-gap solitons // Opt. Com. – Vol. 285, Is. 8. – 2012. – P. 2166-2170.
68. Scott A. Active and Nonlinear wave propagation in Electronics. – John Wiley & Sons. – 1970.
69. Whitham G. B. Linear and Nonlinear waves. – John Wiley & Sons. – 1974.
70. Boyd R.W. Nonlinear optics. – Academic Press. – 2003.
71. Dzedolik I.V. Transformation of sinusoidal electromagnetic and polarization waves into cnoidal waves in an optical fibre // Ukr. J. Phys. Opt. – Vol. 9. – 2009. – P. 226-235.
72. Jackson J. D. Classical electrodynamics. – John Wiley & Sons. – 1962.

73. Korn G.A., Korn T.M. Mathematical handbook. – McGraw-Hill Book Company. – 1968.
74. Yariv A. Introduction to optical electronics. – New York: Holt, Rinehart and Winston. – 1976.
75. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Наука. – 1970. – 713 с.
76. Kivshar Y.S., Luther-Davies B. Optical darksolitons: physics and applications // Phys. Rep. – Vol. 298 – Iss. 2-3. – 1998. – P. 81-197.
77. Чекалин С. В., Кандидов В. П. От самофокусировки световых пучков - к филаментации лазерных импульсов // УФН. – Т. 183, № 2. – 2013. – С. 133-152.
78. Hayata K., Koshiba M. Multidimensional solitons in quadratic nonlinear media // Phys. Rev. Lett. – Vol. 71. – 1993. – P. 178-178
79. Кандидов В.П., Шленов С.А. Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе / Под ред. В. Я. Панченко. – М.: Интерконтакт, Наука. – 2009. – 185 с.
80. Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R. Self-focusing. Past and Present. Fundamentals and Prospects // Topics in Applied Physics, Vol. 114. – New York: Springer – 2009.
81. Torner L., Wright E. M. Soliton excitation and mutual locking of light beams in bulk quadratic nonlinear crystals // J. Opt. Soc. Am. B. – Vol. 13. – 1996. – P. 864-875.
82. Trillo S., Buryak A. V., Kivshar Y. S. Modulational instabilities and optical solitons due to competition of chi^(2) and chi^(3) nonlinearities // Opt. Comm. – Vol. 122. – 1996. – P. 122-200.
83. Grillakis M., Shatah J., Strauss W. Stability theory of solitary waves in the presence of symmetry // J.Funct. Anal. – Vol. 74. – 1987. – P. 160-197.
84. Dzedolik I., Karakchieva O., Nonlinear vector and scalar polariton waves in dielectric medium // J. Opt. Soc. Am. B. – V. 30, No. 4. – 2013. – P. 843-850.
85. Dzedolik I.V., Karakchieva O. Polariton spectrum in nonlinear in dielectric medium // Applied Optics. – V. 52, No. 13. – 2013. – P. 3073-3078.

86. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. – Н. Новгород: Институт прикладной физики РАН. – 1997.
87. Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. H. Self-Trapping of Optical Beams // Phys. Rev. Lett. – Vol. 13. – 1964. – P. 479-482.
88. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // Письма в ЖЭТФ. – Т. 2 – 1965. – С. 88-90.
89. Таланов В.И. О самофокусировке электромагнитных волн в нелинейных средах // Изв. вузов. Радиофизика. – Т. 7(7). – 1964. – С. 564-565.
90. W. L. Smith, J. H. Bechtel, N. Bloembergen Picosecond Laser-induced damage in transparent media // Optical Physics and Engineering. – 1964. – P. 381 - 392.
91. Lallemand P., Bloembergen N. Self-focusing of laser beams and stimulated Raman gain in liquids // Phys. Rev. Lett. – Vol. 15. – 1965. – P. 1010-1012.
92. Колоколов А.А., Суков А.И. О векторной теории самофокусировки // Журнал прикладной механики и технической физики. – № 6. – 1977. – С. 3-6.
93. Kasparian J., Béjot P., Wolf J-P Arbitrary-order nonlinear contribution to self-steepening // Opt. Lett. – Vol. 35. – 2010. – P. 2795-2797.
94. Chi S., Qi Guo. Vector theory of self-focusing of an optical beam in Kerr media // Opt. Lett. – Vol. 20. – 1995. – P. 1598-1600.
95. Chin S. L. Femtosecond Laser Filamentation – New York: Springer. – 2010.
96. Brabec T., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Modern Phys. – Vol. 72(2). – 2000. – P. 545-591.
97. Кандидов В. П., Федоров В. Ю. Особенности самофокусировки пучков эллиптического сечения // Квантовая электроника. – Т. 34. – 2004. – Р. 1163-1168.
98. Snyder A.W., Mitchel D.J., Chen Y. Spatial solitons of Maxwell's equations // Opt. Lett. – Vol. 19(8). – 1994. – P. 524-526.
99. Kaplan A.E. Bistable solitons // Phys. Rev. Lett. – Vol. 55 – No. 12. – 1985. – P. 1291 -1294.

100. Власов С.Н. Структура поля волновых пучков с круговой поляризацией вблизи нелинейного фокуса в кубичной среде // Квантовая электроника. – Т. 14(9). –1987. – С. 1868-1870.

101. Кирсанов Д.А., Розанов Н.Н. Об устойчивости режимов самоканалирования с осесимметричным распределением интенсивности // Опт. и спектр. – Т. 87(3). – 1999. – С. 423-427.

102. Семенов В.Е., Розанов Н.Н., Высотина Н.В. Сверхузкие пучки электромагнитного излучения в средах с керровской нелинейностью // ЖЭТФ. – Т. 116. – 1999. – С. 458-468.

103. Sheppard A.P., Haelterman M. Nonparaxiality stabilizes three-dimensional soliton beams in Kerr media // Opt. Lett. – Vol. 23. – 1998. – 1820-1822.

104. Radko I. P., Søndergaard T., Bozhevolnyi S. I. Adiabatic bends in surface plasmon polariton band gap structures // Optics Express. – Vol. 14, Iss. 9. – 2006. – P. 4107-4114.

105. Berini P. Long-range surface plasmon-polaritons // Advances in optics and photonics. – Vol 1. – 2009. – P. 484-588.

106. Davoyan A. R., Shadrivov I. V., Kivshar Y. S. Self-focusing and spatial plasmonpolariton solitons // Optics express. – Vol. 17. – 2009. – P. 21732-21737.

107. Marini A., Skryabin D. V., Malomed B. Stable spatial plasmon solitons in a dielectricmetal-dielectric geometry with gain and loss // Optics express. – Vol. 19. – 2011. – P. 6616-6622.

108. Dzedolik I.V., Karakchieva O. Transformation of surface plasmon-polariton pulse to the bright and dark solitons at the first and second harmonics // J. Opt. – 2013. – V. 15, Iss. 4. – 044019.

109. Дзедолік І.В., Сидоренкова О.С. Оптичний логічний елемент «НЕ». Патент України на корисну модель, МПК G02F 3/00; – № u2012 09543. – Бюл. 7. – 2013.

110. Karakchieva O.S., Dzedolik I.V. Surface pasmon-polariton pulses in the form of bright and dark solitons // Proc. 5th International Conference Singular Optics, Sevastopol, Ukraine, September 16-21. – 2012. – P. 46.