

Министерство образования и науки Российской Федерации
Казанский (Приволжский) федеральный университет
Казанский физико-технический институт КНЦ РАН
Академия наук Республики Татарстан
Российский фонд фундаментальных исследований
Фонд некоммерческих программ «Династия»

**ВОСЕМНАДЦАТАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ
МОЛОДЕЖНАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА
КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА И
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ**

27-29 октября 2014 г.

**СБОРНИК СТАТЕЙ
ВЫПУСК XVIII**

г. Казань
КАЗАНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

2014

УДК 535

Научный редактор –
докт. физ.-мат. наук, президент АН РТ, профессор Салахов М.Х.

Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XVIII
Международная молодежная научная школа: сборник статей / Под
ред. М.Х.Салахова. – Казань: Казан. ун-т, 2014. - 240 с.

В данный сборник вошли статьи участников XVIII Международной
молодежной научной школы «Когерентная оптика и оптическая
спектроскопия».

Предназначается для студентов, аспирантов, научных работников,
специализирующихся по естественно-научным направлениям.

Издание сборника осуществлено при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований и Фонда
некоммерческих программ «Династия»

УДК 535

© Казанский университет, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

Маймистов А.И., Габитов И.Р., Казанцева Е.В. <i>Солитоны в отрицательно-преломляющих средах.....</i>	7
Башаров А.М. <i>Квантовая теория открытых систем.....</i>	17
Сазонов С.В. <i>О терагерцовых солитонах.....</i>	33
Леухин А.Н., Потехин Е.Н., Безродный В.И. <i>Модель Бернаскони для построения низкоэнергетических спиновых систем и оптимальные бинарные последовательности.....</i>	47
Наумов А.В., Еремчев И.Ю., Горшелев А.А. <i>Трехмерная нанодиагностика твердых сред с реконструкцией люминесцентных изображений точечных излучателей.....</i>	55
Hermann Gerd M. <i>Nonlinear and coherent spectroscopy.....</i>	62
Аринин В.В., Садыков Э.К. <i>Спектры мессбауэровского рассеяния вперед в условиях радиочастотного перемангничивания поглотителя с учетом частичной корреляции фаз переключения.....</i>	76
Баранцев К.А., Литвинов А.Н. <i>Температурная зависимость пространственных квазипериодических осцилляций интенсивности излучения в оптически плотной среде при замкнутом контуре возбуждения.....</i>	80
Бугай А.Н., Сазонов С.В. <i>Оптическая генерация терагерцового излучения в плотной резонансной среде.....</i>	84
Васильченко В.Е., Харинцев С.С., Салахов М.Х. <i>Плазмонные наноантенны для оптической микроскопии субволнового пространственного разрешения.....</i>	89
Вашурин Н.С., Попов И.И., Путилин С.Э., Степанов С.А., Сушенцов Н.И. <i>Исследование влияния релаксационных процессов дефектной структуры тонких полупроводниковых пленок на параметры фемтосекундных сигналов фотонного эха.....</i>	93
Газизов А.Р., Рогов М. Р., Харинцев С.С., Салахов М.Х. <i>Влияние ориентации оптической антенны на усиление лазерного поля вблизи ее вершины.....</i>	97

Гарифуллин А.И., Хамадеев М.А., Гайнутдинов Р.Х. <i>Моделирование свойств электромагнитного поля в фотонных кристаллах с помощью метода плоских волн.....</i>	101
Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р. <i>Двухчастотная запись информации в трехуровневой системе с использованием стимулированного фотонного эха.....</i>	105
Жарков Д.К., Шмелев А.Г., Леонтьев А.В., Лобков В.С., Самарцев В.В. <i>Люминесцентные свойства полупроводниковых наноструктур на основе CdS и CdSe.....</i>	109
Зарипова Р.М., Коновалова О.А., Усманов Д. К., Яковлева Г.Ю. <i>Исследование влияния 2,4,6–тринитротолуола на BACILLUS SUBTILIS SK1 методами сканирующей зондовой микроскопии.....</i>	113
Звайгзне М.А., Дайнеко С.В., Мартынов И.Л., Чистяков А.А. <i>Использование нанокомпозитов на основе полупроводниковых квантовых точек в матрице органического полимера в качестве конвертеров излучения.....</i>	117
Зверев Д.М., Калинович А.А., Сухоруков А.П. , Лобанов В.Е., Князев Г.А. <i>Соударение лазерных импульсных пучков в квадратично нелинейной среде.....</i>	121
Козюров А.Д., Казаков Б.Н., Семашко В.В. <i>АП-конверсионная люминесценция в монокристалле $\text{LiYbF}_4\text{:Ho}^{3+}$</i>	125
Комочкина Е.А. <i>Иноязычное монологическое высказывание по физико-математической тематике на основе речевых стандартных конструкций.....</i>	129
Мирошниченко Г.П., Корнеева О.М. <i>Квантовая томография гауссовых полей методом косвенных измерений.....</i>	135
Кудрявцев О.С., Хомич А.А., Власов И.И. <i>Исследование температурной зависимости интенсивности широкополосной люминесценции наноалмазов.....</i>	139
Самарцев В.В., Митрофанова Т.Г. <i>«Перепутанные» сигналы свободной световой индукции в нанопорошках CdS в условиях трехфотонного возбуждения.....</i>	143

Низамова Э.И., Нефедьев Л.А., Тухватуллина А.И., Валиуллина Д.М. <i>Зависимость коэффициента частотно-временной корреляции от области возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода.....</i>	145
Никитин П.А. <i>Двумерное описание акустооптического взаимодействия, учитывающее поглощение электромагнитных волн.....</i>	151
Осипов Е.В., Довженко Д.С., Мартынов И.Л., Чистяков А.А. <i>Изготовление и оптимизация фотонных структур на основе пористого кремния для внедрения люминофоров.....</i>	155
Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. <i>Спектры отражения и прохождения одномерного фотонного кристалла с дефектом из монослоя наночастиц.....</i>	159
Нечаев В.В., Пискунова Е.А., Березин К.В. <i>Применение метода линейного масштабирования частот для анализа колебательных спектров биомолекул: гипоксантин.....</i>	164
Попов Е.Н., Решетов В.А. <i>Поляризационные свойства излучения и вырождение энергетических уровней в системах квантовой оптики.....</i>	168
Korableva S.L., Krashennicova A.O., Nizamutdinow A.S., Pudovkin M.S., Semashko V.V., Zelenihin P.V. <i>Toxicity of photoactive fluoride nanoparticles PrF₃ and LaF₃ for biological organisms (bacteria, cancer cells) under the laser irradiation</i>	173
Сахбиева А.Р., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. <i>Преобразование пространственной структуры отклика оптической эхо-голограммы внешними нерезонансными импульсами электромагнитных стоячих волн.....</i>	177
Шмелев А.Г., Леонтьев А.В., Жарков Д.К., Никифоров В.Г., Лобков В.С., Самарцев В.В. <i>Управление оптическими свойствами конденсированных сред с помощью высокоинтенсивного лазерного излучения.....</i>	182
Сидорова Н.В., Рябочкина П.А., Чабушкин А.Н., Борик М.А., Ломонова Е.Е., Ушаков С.Н., Милович Ф.О., Табачкова Н.Ю. <i>Структура и спектрально-люминесцентные свойства кристаллов стабилизированного и частично стабилизированного иттрием диоксида циркония, активированных ионами Er³⁺</i>	186
Скиданенко А.В., Попов Е.Н. <i>Неравномерная релаксация матрицы плотности и её влияние на динамику полярного газа в непрерывном лазерном поле.....</i>	190

Удалова А.А., Чурочкина С.В. <i>Логарифмические по отношению масс частиц поправки в тонкий сдвиг S уровней энергии водородоподобных атомов от диаграммы параллельного обмена одним кулоновским и одним поперечным фотонами.....</i>	194
Усманов Д.К., Коновалова О.А., Яковлева Г.Ю. <i>Комбинированная методика атомно-силовой микроскопии с пьезокварцевым микровзвешиванием для исследования биологических структур.....</i>	198
Хакимзянова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. <i>Воспроизведение информации в отклике стимулированной эхоголограммы при разной взаимной ориентации внешних пространственно неоднородных электрических полей.....</i>	202
Харитонов А.В., Харинцев С.С. <i>Нарушенные законы отражения и преломления света на плазмонных метаповерхностях.....</i>	206
Бухараев А.А., Жарков Д.К., Леонтьев А.В., Лобков В.С., Чукланов А.П., Шмелев А.Г. <i>Перемагничивание планарных ферромагнитных структур, стимулированное фемтосекундным лазерным излучением.....</i>	212
Шавельев А.А., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Марисов М.А. <i>Выращивание и спектральные свойства кристаллов твердых растворов со структурой кольквириита $LiSr_xCa_{1-x}AlF_6$, активированных ионами Ce^{3+}</i>	216
Шухин А.А., Латыпов И.З., Шкаликов А.В., Калачев А.А. <i>Исследование нелинейного волновода РР КТР для наблюдения противонаправленного спонтанного параметрического рассеяния.....</i>	220
Фарухшин И.И., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Кораблева С.Л. <i>Лазерные характеристики активной среды $LiLu_{0.7}Y_{0.3}F_4:Ce^{3+}$ в режиме генерации импульсов ультракороткой длительности.....</i>	225
Маслова А.В., Игнатьева Д.О., Лобанов В.Е. <i>Управление пространственными солитонами при помощи локализованных нелинейных дефектов.....</i>	230
Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. <i>Влияние столкновений с изменением скорости частиц газа на формирование стимулированного фотонного эха.....</i>	234
Самарцев В.В., Салахов М.Х., Камалова Д.И. <i>Творческая жизнь и научная деятельность профессора Сухорукова Анатолия Петровича.....</i>	238

ДВУМЕРНОЕ ОПИСАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, УЧИТЫВАЮЩЕЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

П.А.Никитин

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2 (119991)
e-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

1. Введение

Явление взаимодействия электромагнитных и акустических волн было экспериментально обнаружено в начале прошлого века. Оно обусловлено изменением диэлектрической проницаемости среды под действием акустической волны. Таким образом, необходимо решить уравнения Максвелла с диэлектрической проницаемостью, зависящей от координаты. В случае небольших углов отклонения дифрагированного излучения задача сводится к одномерной и имеет простое аналитическое решение. Однако одномерная теория далеко не всегда применима. Так в работе [1] рассматривается акустооптическое (АО) взаимодействие в среде с ярко выраженным сносом акустической волны. Оказывается, в этом случае возможен необычный тип дифракции, когда отклонённый световой пучок распространяется вдоль звукового столба. Авторами указанной статьи разработана двумерная теория, учитывающая поляризационные эффекты и позволяющая определить направление лучевых векторов прошедшего и отклонённого световых пучков. Целью данной работы является обобщение математического аппарата на случай поглощения электромагнитных волн в среде, что особенно актуально для излучения терагерцового (ТГц) диапазона [2].

2. Электромагнитная волна в диссипативной среде

Для того чтобы учесть поглощение электромагнитной волны в среде, введём тензоры проводимости $\hat{\sigma}$ и диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. Запишем волновое уравнение для вектора напряжённости электрического поля $\vec{E}$:

$$-\nabla[\nabla\vec{E}]=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\hat{\epsilon}\vec{E})+\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}(\hat{\sigma}\vec{E}). \quad (2.1)$$

Будем искать решение (2.1) в виде затухающей плоской гармонической волны, в дальнейшем опуская для краткости $\vec{r}$ и ω в степени экспоненты:

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{e}\exp(-\vec{\alpha}\vec{r}/2)\exp(i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)), \quad (2.2)$$

где $\vec{e}$ – поляризация, $\vec{\alpha}$ – коэффициент поглощения, $\vec{k}$ и ω – волновой вектор и круговая частота. Подставим (2.2) в (2.1) и выделим реальную и мнимую части:

$$\begin{aligned} \text{Re: } & -\frac{\omega^2}{c^2}\hat{\epsilon}\vec{e}=[\vec{k}[\vec{k}\vec{e}]]-\frac{1}{4}[\vec{\alpha}[\vec{\alpha}\vec{e}]] \\ \text{Im: } & -\frac{4\pi\omega}{c^2}\hat{\sigma}\vec{e}=\frac{1}{2}[\vec{\alpha}[\vec{k}\vec{e}]]+\frac{1}{2}[\vec{k}[\vec{\alpha}\vec{e}]] \end{aligned} \quad (2.3)$$

Полученная система уравнений однозначно определяет $\vec{\alpha}$ и $\vec{e}$ при заданных $\vec{k}$ и ω . Будем считать в дальнейшем, что направление вектора поляризации не зависит от

коэффициента поглощения. Из (2.3) видно, что это возможно, только когда $|\vec{\alpha}| \ll |\vec{k}|$. Такое предположение оправдано, поскольку даже в ТГц диапазоне длин волн $|\vec{k}| \approx 10^4 \text{ м}^{-1}$. В тоже время для удовлетворительной работы АО устройств необходимая длина пути света в среде составляет порядка 1 см. Таким образом, уже при $|\vec{\alpha}| = 10^2 \text{ м}^{-1}$ интенсивность падает примерно на порядок, что явно нежелательно.

3. Акустооптическое взаимодействие в анизотропной диссипативной среде

Пусть в среде задано произвольное акустическое поле, изменяющееся во времени с круговой частотой Ω . Как известно, благодаря фотоупругому эффекту оно наводит возмущение диэлектрической проницаемости. Без ограничения общности запишем это возмущение в виде $\Delta\hat{\epsilon}(\vec{r})\cos(\vec{K}\vec{r}-\Omega t)$, где $\vec{K}$ – независимый от времени и координаты вектор.

В рамках двумерной модели будем считать, что волновые и лучевые вектора всех взаимодействующих волн лежат в одной плоскости. В противном случае задача становится трёхмерной. Указанное допущение равносильно тому, что электрическое поле может иметь только два вида линейной поляризации: 1) $\vec{e}^{\parallel}$ лежит в плоскости Ozx, содержащей волновые вектора (плоскость АО взаимодействия); 2) $\vec{e}^{\perp}$ ортогонален этой плоскости.

Будем искать решение волнового уравнения в виде собственных волн (2.2) с медленно меняющимися амплитудами, зависящими от двух координат:

$$\vec{E}(x, z, t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\vec{e}^{\perp} \frac{C_p^{\perp}(x, z)}{\sqrt{n^{\perp}}} e^{-\vec{\alpha}_p^{\perp} \vec{r}/2} e^{i(\vec{k}_p^{\perp} \vec{r} - \omega_p t)} + \vec{e}^{\parallel} \frac{C_p^{\parallel}(x, z)}{\sqrt{n_p^{\parallel} \cos \beta_p}} e^{-\vec{\alpha}_p^{\parallel} \vec{r}/2} e^{i(\vec{k}_p^{\parallel} \vec{r} - \omega_p t)} \right), \quad (3.1)$$

где n – показатель преломления, β_p – угол между волновым вектором $\vec{k}_p^{\parallel}$ и лучевым вектором для $\vec{e}^{\parallel}$ (для $\vec{e}^{\perp}$ этот угол равен нулю). Знаменатель в (3.1) введён искусственно для упрощения расчёта плотности потока энергии:

$$\frac{4\pi}{c} |\vec{S}_p| = |\vec{E}_p \vec{H}_p| = n \cos \beta_p |\vec{E}_p|^2 = n \cos \beta_p \left| \frac{C_p e^{-\vec{\alpha}_p \vec{r}/2}}{\sqrt{n \cos \beta_p}} \right|^2 = |C_p|^2 e^{-\vec{\alpha}_p \vec{r}}. \quad (3.2)$$

Разложим $\cos(\vec{K}\vec{r}-\Omega t)$ на две комплексные экспоненты и рассмотрим произведение возмущения диэлектрической проницаемости и электрического поля. Так как $\vec{E}$ представлено в виде бесконечной суммы (3.1), то мы имеем право сдвинуть первую из них $\Delta\hat{\epsilon}\vec{E} \exp(\vec{K}, \Omega)$ на одну единицу влево, а вторую $\Delta\hat{\epsilon}\vec{E} \exp(-\vec{K}, -\Omega)$ – на одну единицу вправо.

Подставим пробное решение (3.1) в волновое уравнение (2.1) с возмущённой диэлектрической проницаемостью, а также учтём (2.3) и пренебрежём членами вида $[\vec{\alpha}[\vec{V}C\vec{e}]]$ и $[\vec{V}C[\vec{\alpha}\vec{e}]]$ по сравнению с $[\vec{k}[\vec{V}C\vec{e}]]$ и $[\vec{V}C[\vec{k}\vec{e}]]$ ввиду того, что $|\vec{\alpha}| \ll |\vec{k}|$. Работая в рамках метода медленно меняющихся амплитуд (ММА), мы не будем учитывать влияния членов вида $[\vec{V}C[\vec{V}C\vec{e}]]$, тем самым пренебрегая дифракцией светового пучка на собственной апертуре. Кроме вышеперечисленного необходимо наложить ограничение $\omega_p = \omega_0 + p\Omega$ на частоту света в p дифракционном порядке для существования стационарного во времени решения.

В результате мы приходим к векторному дифференциальному уравнению, в котором идёт суммирование по p с множителем $\exp(-i\omega_p t)$. Не ограничивая общности, мы можем спроецировать его на два произвольных направления. Выберем в качестве них вектора поляризации $\vec{e}^\perp$ и $\vec{e}^\parallel$. После скалярного умножения уравнения на указанные вектора мы переобозначим индекс g на p , так как вместо g можно подставить любое число. Следуя авторам работы [1], введём единичный волновой вектор $\vec{m}^\perp = \vec{k}_p^\perp / 2\pi^\perp$, единичный лучевой вектор $\vec{s}_p^\parallel = [\vec{e}_p^\parallel [\vec{m}_p^\parallel \vec{e}_p^\parallel]] / \cos \beta_p$, вектора рассройки $\vec{\eta}_p^\perp = \vec{k}_{p+1}^\perp - \vec{k}_p^\perp - \vec{K}$, $\vec{\eta}_p^\parallel = \vec{k}_{p+1}^\parallel - \vec{k}_p^\parallel - \vec{K}$, $\vec{\eta}_p^{\perp\parallel} = \vec{k}_{p+1}^{\perp\parallel} - \vec{k}_p^{\perp\parallel} - \vec{K}$ и коэффициенты связи $q^\perp$, $q_p^\parallel$ и q_p^A . Окончательные уравнения, называемые уравнениями связанных мод, выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} (\vec{m}_p^\perp \vec{\nabla} C_p^\perp) = & i \frac{q^\perp}{2} \left(C_{p-1}^\perp e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^\perp \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\perp - \vec{\alpha}_{p-1}^\perp) \vec{r} / 2} + C_{p+1}^\perp e^{i\vec{\eta}_p^\perp \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\perp - \vec{\alpha}_{p+1}^\perp) \vec{r} / 2} \right) + \\ & i \frac{q_{p-1}^A}{2} C_{p-1}^\parallel e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp\parallel} \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\perp - \vec{\alpha}_{p-1}^\parallel) \vec{r} / 2} + i \frac{q_{p+1}^A}{2} C_{p+1}^\parallel e^{i\vec{\eta}_p^{\perp\parallel} \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\perp - \vec{\alpha}_{p+1}^\parallel) \vec{r} / 2} , \\ (\vec{s}_p^\parallel \vec{\nabla} C_p^\parallel) = & i \frac{q_{p-1}^\parallel}{2} C_{p-1}^\parallel e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^\parallel \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\parallel - \vec{\alpha}_{p-1}^\parallel) \vec{r} / 2} + i \frac{q_p^\parallel}{2} C_{p+1}^\parallel e^{i\vec{\eta}_p^\parallel \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\parallel - \vec{\alpha}_{p+1}^\parallel) \vec{r} / 2} + \\ & i \frac{q_p^A}{2} \left(C_{p-1}^\perp e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp\parallel} \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\parallel - \vec{\alpha}_{p-1}^\perp) \vec{r} / 2} + C_{p+1}^\perp e^{i\vec{\eta}_p^{\perp\parallel} \vec{r}} e^{(\vec{\alpha}_p^\parallel - \vec{\alpha}_{p+1}^\perp) \vec{r} / 2} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Следует отметить, что в некоторых случаях множитель $\exp(\vec{\alpha} \vec{r} / 2)$ отсутствует в аналитическом решении, например, при обратной коллинеарной дифракции [3]. Пусть $\{C_p^{(*)}, C_p^{\perp(*)}\}$ является решением системы уравнений (3.3). Представим его в следующем виде: $C_p^{(*)} = C_p^\parallel \exp(\vec{\alpha}_p^\parallel \vec{r} / 2)$ и $C_p^{\perp(*)} = C_p^\perp \exp(\vec{\alpha}_p^\perp \vec{r} / 2)$. В этом случае выражения для напряженности электрического поля и плотности потока энергии существенно упрощаются:

$$\vec{E} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\vec{e}^\perp \frac{C_p^\perp}{\sqrt{n^\perp}} e^{i(\vec{k}_p^\perp \vec{r} - \omega_p t)} + \vec{e}^\parallel \frac{C_p^\parallel}{\sqrt{n_p^\parallel \cos \beta_p}} e^{i(\vec{k}_p^\parallel \vec{r} - \omega_p t)} \right), \quad \frac{4\pi}{c} |\vec{S}_p| = |C_p|^2. \quad (3.4)$$

В итоге мы приходим к наиболее удобной форме уравнений связанных мод:

$$\begin{aligned} (\vec{m}_p^\perp \vec{\nabla} C_p^\perp) = & i \frac{q^\perp}{2} \left(C_{p-1}^\perp e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^\perp \vec{r}} + C_{p+1}^\perp e^{i\vec{\eta}_p^\perp \vec{r}} \right) + i \frac{q_{p-1}^A}{2} C_{p-1}^\parallel e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp\parallel} \vec{r}} + i \frac{q_{p+1}^A}{2} C_{p+1}^\parallel - A_p^\perp C_p^\perp , \\ (\vec{s}_p^\parallel \vec{\nabla} C_p^\parallel) = & i \frac{q_{p-1}^\parallel}{2} C_{p-1}^\parallel e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^\parallel \vec{r}} + i \frac{q_p^\parallel}{2} C_{p+1}^\parallel e^{i\vec{\eta}_p^\parallel \vec{r}} + i \frac{q_p^A}{2} \left(C_{p-1}^\perp e^{-i\vec{\eta}_{p-1}^{\perp\parallel} \vec{r}} + C_{p+1}^\perp e^{i\vec{\eta}_p^{\perp\parallel} \vec{r}} \right) - A_p^\parallel C_p^\parallel \end{aligned} \quad (3.5)$$

где введены обозначения $A_p^\perp = (\vec{m}_p^\perp \vec{\alpha}_p^\perp) / 2$ и $A_p^\parallel = (\vec{s}_p^\parallel \vec{\alpha}_p^\parallel) / 2$.

4. Оптимальные параметры акустооптического взаимодействия

Для того чтобы оценить влияние поглощения электромагнитного излучения на характеристики АО взаимодействия, ограничимся изучением дифракции Брэгга в +1 порядок. Рассмотрим дифракцию плоской электромагнитной волны на плоской акустической волне при квазиортогональном падении и $\vec{\eta} = 0$. В этом случае система

уравнений (3.5) будет состоять из двух одномерных уравнений с граничными условиями $C_0(0) = 1$ и $C_1(0) = 0$:

$$\frac{\partial C_0}{\partial x} = i \frac{q}{2} C_1 - \frac{\alpha}{2} C_0, \quad \frac{\partial C_1}{\partial x} = i \frac{q}{2} C_0 - \frac{\alpha}{2} C_1. \quad (4.1)$$

Аналитическое решение (3.6) записывается в виде:

$$C_0(L) = \exp(-\alpha L/2) \cos(qL/2), \quad C_1(L) = i \exp(-\alpha L/2) \sin(qL/2). \quad (4.2)$$

Зафиксируем мощность звука. В этом случае параметр q оказывается связанным с длиной L следующим соотношением $q = 2B/\sqrt{L}$, где B – некоторая константа [3]. Очевидно, что при увеличении коэффициента α уменьшается оптимальная длина L_{opt} , при которой достигается первый максимум интенсивности света в +1 порядке $I_1 = |C_1|^2$. Явная зависимость L_{opt} от α может получена только при слабом АО взаимодействии $I_1 \ll 1$, что имеет место в ТГц диапазоне. Заменим синус на аргумент в (4.2) и продифференцируем выражение для C_1 по L . В результате, оптимальная длина области АО взаимодействия оказывается зависящей только от коэффициента поглощения $L_{\text{opt}} = 1/\alpha$ [2], что позволяет использовать это соотношение для материалов с неизвестным коэффициентом связи q .

4. Заключение

Полученная система уравнений связанных мод учитывает поглощение электромагнитных волн в среде, а также поляризационные эффекты. Данная теоретическая модель имеет ряд ограничений таких, как пренебрежимо малое изменение напряжённости электрического поля на длине света и относительно слабое поглощение. Следует отметить, что в большинстве практически интересных случаев данные ограничения соблюдаются, позволяя численно решить задачу дифракции светового пучка на акустическом поле.

Работа поддержана грантом РФФИ №14-12-00380.

Литература

1. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Описание дифракции света на ультразвуке при помощи двумерного уравнения связанных мод // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 4. С. 1–12
2. Волошинов В.Б., Никитин П.А., Герасимов В.В., Князев Б.А., Чопорова Ю.Ю. Отклонение пучка монохроматического терагерцевого излучения методами акустооптики // Квант. электроника. 2013. Т. 43. № 12. С. 1139–1142.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 289 с.