

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФFUЗИИ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Н.Д. Миловский¹, В.М. Геликонов², Г.Б. Малыкин²

¹Нижегородский госуниверситет

²Институт прикладной физики РАН

При описании резонансного поглощения, рэлеевского и комбинационного рассеяния света необходим учёт вращательной и трансляционной диффузии частиц [1]. Коэффициенты диффузии зависят от многих причин, имеющих свою недостаточно изученную специфику как в плотных, так и в газообразных средах [1]. В настоящей работе сообщается о методике измерения коэффициентов диффузии газа, которая основана на теоретическом расчёте двух разновидностей дихроизма и двойного лучепреломления и на использовании экспериментальных данных об изменении поляризации пробной волны \mathbf{e} при насыщении резонансного перехода интенсивностью встречной волны, имеющей линейную \mathbf{E}_L или круговую \mathbf{E}_C поляризации поля \mathbf{E} . Методика, апробированная в CH_4 , включает в себя учёт малого обратного рассеяния поля сильной волны на неоднородностях оптического пути [2].

Векторное описание взаимодействия произвольно поляризованного поля с газообразной резонансной средой предполагает, что матричный элемент дипольного момента $\mathbf{d}_{12} = \mathbf{d}_0 | \mathbf{d}_{12} |$ перехода $F_2^{(2)}$ метана ($\lambda = 3.39$ мкм), зависящий исключительно от внутреннего поля молекулы, имеет только круговую поляризацию и что поэтому векторы \mathbf{d}_{12} частиц CH_4 хаотически ориентированы. Движение одинаковых по своим физическим свойствам молекул имеет характер диффузии возбуждённых и невозбуждённых частиц. Причём возможна передача возбуждения между произвольно ориентированными соседними квантовыми системами.

В приближении $\mathbf{E} = \text{const}$ изменения комплексных амплитуд пробной волны \mathbf{e} , второй пространственной гармоники η_2 «решётки», созданной интерференционным полем волн \mathbf{e} и \mathbf{E} , и насыщенной полем \mathbf{E} плотности n разности населённостей в каждом случае $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{L,C}$ описываются системой уравнений:

$$\partial \mathbf{e} / \partial \zeta = (-3/2) \langle (1 + i\delta - iu)^{-1} [\mathbf{d}_0(\mathbf{d}_0^* \mathbf{e}) n + \mathbf{d}_0(\mathbf{d}_0^* \mathbf{E}) \eta_2] \rangle, \quad (1)$$

$$\{1 - \zeta^{-1} \Delta + 3 [1 + (\delta + u)^2]^{-1} |(\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^*)|^2 \} n = 1, \quad (2)$$

$$\{1 - 2iu + \beta^{-1} - \zeta^{-1} \Delta + 3\mu |(\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^*)|^2 \} \eta_2 = -3(1 - iu) [(1 - iu)^2 + \delta^2]^{-1} (\mathbf{d}_0 \mathbf{E}^*) (\mathbf{d}_0^* \mathbf{e}) n, \quad (3)$$

в которых Δ — угловая часть оператора Лапласа в сферической системе координат, скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение парциальных вкладов по возможному направлению векторов \mathbf{d}_0 и по распределению скоростей частиц u вдоль оси кюветы, δ — разность частот поля (ω) и перехода (ω_{21}), ζ , β^{-1} — коэффициенты вращательной и трансляционной диффузии соответственно, $\mu = (1 - 2iu)(1 + i\delta - iu)^{-1}(1 - i\delta - 3iu)^{-1}$.

Анизотропное распределение инвертированных полем $E_{L,C}$ резонансных частиц n и вклад части волны $E_{L,C}$, отражённой от анизотропной решётки η_2 , согласно (1), изменяли поляризацию пробной волны e . Изменение e в слое CH_4 регистрировалось с помощью двух скрещенных поляроидов на концах кюветы в виде поступающей на фотодетектор интенсивности $I_{L,C}(\delta, \psi)$, зависящей от отстройки δ и от углового смещения ψ оси поляроида-анализатора от скрещенного положения.

Одночастотный He–Ne-лазер работал в режиме периодической перестройки частоты ω в пределах полосы поглощения метана с дополнительной частотной модуляцией излучения на $f = 1,5$ кГц. Низкочастотная часть $J_{L,C}(\delta, \psi)$ фототока поступала на синхронный детектор вместе с частью опорного напряжения на частоте f , а также на осциллограф для визуальной регистрации. Отстройка δ контролировалась с помощью быстро перестраиваемого одночастотного (Ω) лазера, имевшего внутррезонаторную ячейку CH_4 в качестве нелинейного поглотителя. Излучения обоих лазеров поступали на фотодиод, и на картине низкочастотных биений их суммарной интенсивности узкополосный пик излучения вспомогательного лазера на $\Omega \cong \omega_{21}$ служил меткой, определявшей величину δ . Измерялась главная спектральная составляющая каждого фототока $J_{L,C}(\delta, \psi)$, амплитуда которой $J_{L,C}(f, \delta, \psi)$ была пропорциональна производной от интенсивности $\partial I_{L,C}(\delta, \psi) / \partial \delta \equiv F_{L,C}(\delta, \psi)$.

Токи $J_{L,C}(f, \delta, \psi)$ резонансно зависят от δ . При значениях $\psi^*_{L,C}$ их максимумы возрастают вдвое по сравнению со случаем $\psi = 0$. Эти экспериментальные данные представлены на рисунке треугольниками для $|E_C|$ и кружками для $|E_L|$ случаев.

Соответствующие токам $J_{L,C}(f, \delta, \psi)$ теоретические функции $|F_{L,C}(\delta, \psi)|$ зависят от коэффициентов диффузии ξ , β^{-1} и обратного рассеяния r^2 , от нормированного на параметр насыщения поля $|E|_m$ при мощности $P_m = 3$ мВт и от мощности $\Lambda = (P/P_m)$. Максимумы $|F_{L,C}(\delta, \psi)|$ при $\delta_{L,C}(\psi)$ увеличиваются в случае $|\psi| > 0$. Из условия удвоения их величины отыскиваются зависимости $\psi^*_{L,C}(\xi, \beta^{-1}, r^2, |E|_m, \Lambda)$, оптимальное расположение которых относительно экспериментальных данных

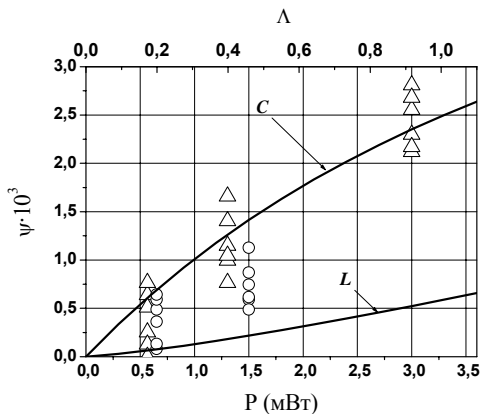


Рис.

(кривые L и C на рисунке) находится для параметров $\xi_{op} \cong 0,834$; $\beta_{op} \cong 4,15 \times 10^{-5}$; $(r^2)_{op} \cong 5,1 \times 10^{-10}$; $(|E|_m)_{op} \cong 0,697$, рассчитанных методом наименьших квадратов. В метане при 300 К, давлении 10^{-2} Торр и однородной ширине линии $\Delta\nu \cong 440$ кГц это

соответствует времени вращательной диффузии $\tau \equiv (\xi_{op} / \pi \Delta \nu) \cong 6 \times 10^{-7}$ с и коэффициенту трансляционной диффузии $D \equiv (\lambda^2 \Delta \nu / 16\pi \beta_{op}) \cong 24,2$ см² с⁻¹. Кроме того, параметр $(|E_{lm}|)_{op}$ позволяет уточнить либо ширину лазерного пучка, либо величину поля насыщения рабочего перехода резонансной среды.

- [1] Валиев К.А., Иванов Е.Н. //УФН. 1973. Т.109, вып.1. С. 31.
[2] Миловский Н.Д., Геликонов В.М., Зайцев Ю.И., Малыкин Г.Б. //Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т.50, №1. С. 72.

ОБ ЭТАПАХ И ПЕРСПЕКТИВАХ РАЗВИТИЯ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

И.В. Касаткина, П.А. Шилигин

Институт прикладной физики РАН

Доклад посвящен обзору этапов и аспектов развития сравнительно нового метода получения высококачественных прижизненных оптических изображений внутренней структуры биообъектов – спектральной оптической когерентной томографии (спектральной ОКТ, ОКТ в частотной или Фурье-области) [1, 2], начиная от момента ее становления и заканчивая современными достижениями в области спектральных томографических методов. Основная цель работы заключена в подведении некоторых итогов исследований, предпринятых за последние десять с небольшим лет в ряде мировых научных центров с целью создания и усовершенствования метода оптической когерентной томографии в частотной области.

Рассмотрены возможные способы технической реализации идеи спектральной оптической когерентной томографии. Продемонстрирована перспективность ее применения для визуализации различных биотканей в сравнении с традиционными схемами ОКТ во временной области – точки зрения быстродействия, чувствительности, влияния шумов [3, 4]. Одновременно с этим освещены существующие проблемы спектральной оптической когерентной томографии, в числе которых появление паразитных зеркальных образов визуализируемых объектов и так называемых «артефактов движения», ограничение диапазона глубин сканирования, низкочастотный и когерентный шум; на основании ряда научных работ проанализированы возможности исключения этих недостатков в современных спектральных ОКТ-устройствах.

Затронуты вопросы применимости принципа спектральной ОКТ для визуализации биотканей как *in vitro*, так и прижизненно; обсуждается возможность его применения в клинической практике для получения высококачественных функциональных изображений внутренней структуры органов человека (включая различные области глаза, кожные покровы, пищевод, легкие, ткани мозга и зуба) и прочих практических приложениях, в которых сочетание быстродействия и высокой чувствительности способа визуализации имеют критическое значение.

- [1] Hausler G., Lindner M.W. //J. Biomed. Opt. 1998. V.3. P.21.
 [2] Fercher A.F. et al. //Opt. Commun. 1995. V.17. P.43.
 [3] Leitgeb R., Hitzinger C.K., Fercher A.F. //Opt. Exp. 2003. V.11. P.889.
 [4] Choma M.A., Hsu K., Izatt J.A. //J. Biomed. Opt. 2005. V.10. P.44009.

ЛИНЕЙНЫЙ ПО ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЕ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, П.А. Шилигин

Институт прикладной физики РАН

Спектральный вариант оптической когерентной томографии (ОКТ), который потенциально обладает наибольшим быстродействием, основан на анализе спектра интерференции опорной и рассеянной объектом волн, полученного при помощи дифракционной решетки [1]. Наибольшую скорость построения ОКТ-изображений возможно реализовать за счет быстрого преобразования Фурье, для которого необходима эквидистантность принимаемых отсчетов по оптической частоте, что является основной проблемой в этом методе. Влияние неэквидистантности увеличивается с ростом глубины зоны исследования рассеивающего свет объекта. Для цифрового метода компенсации неэквидистантности требуются большие вычислительные затраты; кроме того, требуется оцифровка числа спектральных отсчетов, большего, чем обусловлено глубиной объекта и величиной элемента пространственного разрешения.

Для реализации спектрометра с эквидистантным приемом спектральных компонент в работе предлагается использовать призму 2, расположенную на выходе дифракционной решетки 1, с возможностью свободного изменения угла между ними (рис. 1) (в отличие от призмы с нанесенной на ее поверхности решеткой [3]). При проецировании оптического спектра на пространство фотоотсчетов волновое число отдельной принимаемой спектральной компоненты $k = 2\pi/\lambda$ становится функцией номера отсчета x . Величина неэквидистантности приема спектральных компонент определяется как максимальный размах разности между реальным $k(x)$ и линейным $k_l(x)$ распределениями, отнесенный к общей ширине принимаемого спектрального диапазона Δk :

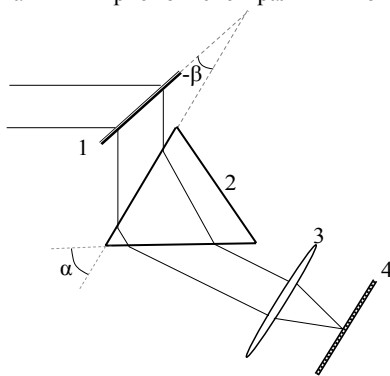


Рис. 1

$$\delta\varepsilon = \frac{[(k(i) - k_l(i)) - (k(j) - k_l(j))]_{\max}}{\Delta k},$$

где i и j – произвольные числа, соответствующие номерам фотоэлементов. Зависимость этой величины от угла призмы α и ее поворота относительно плоскости дифракционной решетки β (рис. 2) имеет глобальный минимум (указатель 1), а также два локальных минимума по аргументу β для каждого α в широком диапазоне его изменения (указатель 2).

Анализ показывает, что для системы спектральной ОКТ на длине волны 1300 нм с шириной принимаемого оптического спектра 100 нм при использовании дифракционной решетки с частотой штрихов 1145 мм^{-1} использование призмы позволяет уменьшить неэквидистантность до 100 раз.

Кроме того, непрерывность зависимости $\delta\varepsilon(\alpha, \beta)$ позволяет выделить область параметров (α, β) , в которой влияние неэквидистантности на восстановленное изображение – уширение восстановленной функции на предельной глубине – не превышает одного элемента разрешения. Показано, что эта область параметров (α, β) резко сужается при увеличении принимаемого спектрального диапазона.

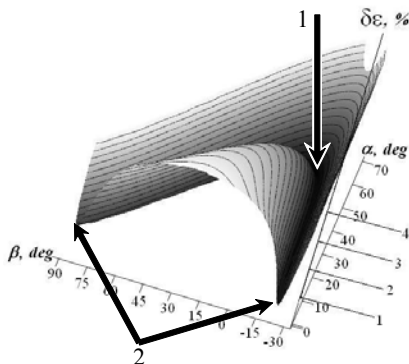


Рис. 2

- [1] Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C., Izatt J.A. //Optics Express. 2003. V.11, No.18. P. 2183.
 [2] Leitgeb R., Hitzinger C.K., Fercher A.F. //Optics Express. 2003. V.11, No.8. P.889.
 [3] Traub W.A. //J. Opt. Soc. Am. 1990. V.7, No.9. P.1779.

ИССЛЕДОВАНИЕ Nd:YVO₄-ЛАЗЕРА С НЕПРЕРЫВНОЙ БОКОВОЙ НАКАЧКОЙ В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ГЕНЕРАЦИИ

А.П. Зиновьев^{1,2}, О.Л. Антипов^{1,2}, А.А. Новиков¹

¹Нижегородский государственный университет

²Институт прикладной физики РАН

В последнее время в лазерной физике наиболее активно исследуются волоконные и твердотельные лазерные системы. Среди твердотельных лазерных систем выгодно выделяются лазеры на основе кристалла Nd:YVO₄ с диодной накачкой. Эти системы интенсивно исследуются во всем мире в связи с компактностью и высокой средней мощностью [1–3]. В большинстве работ применяется продольная накачка таких активных элементов при низкой концентрации ионов Nd, что влечет

за собой увеличение стоимости систем, поскольку требует создания сложных оптических систем для формирования пространственной структуры накачивающего пучка в лазерном стержне и использования более дорогих диодно-лазерных линеек с волоконным выходом.

Существенно упростить оптическую схему накачки и пространственно развязать каналы накачки и генерации позволяет использование боковой диодной накачки пластин Nd:YVO₄.

Целью данной работы являлось исследование лазера на основе кристалла Nd:YVO₄ с боковой диодной накачкой, а именно возможности оптимизации параметров с точки зрения повышения эффективности генерации при высоком качестве пучка и реализации различных режимов работы лазерного генератора.

В непрерывном режиме работы была получена выходная мощность 17 Вт с высоким качеством пучка при эффективности преобразования накачки в излучение, близкой к 50%.

Исследованы режимы пассивной и активной модуляции добротности. При активной модуляции добротности были получены импульсы длительностью ~10 нс, следующие с частотой от 10 до 100 кГц, в режиме пассивной модуляции добротности – импульсы длительностью ~20 нс при частоте повторения ~120 кГц и нестабильностью амплитуды импульсов не более 5%.

Реализован режим пассивной синхронизации мод за счет полимерного красителя в полиуретановой матрице.

Таким образом, была продемонстрирована возможность создания компактных твердотельных лазерных систем при использовании боковой диодной накачки. Реализованы различные режимы работы лазерной системы.

[1] Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. //Opt. Lett. 1995. V.20. P. 1704.

[2] Damzen M.J., Trew M., Rosas E., Crofts G.J. //Opt. Commun. 2001. V.196. P. 237.

[3] Eremeykin O.N., Antipov O.L., Minassian A., Damzen M.J. //Opt. Letters. 2004. V.29. P. 2390.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИСКОВЫХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Yb:YAG В КРИОГЕННЫХ ЛАЗЕРАХ

Е.А. Перевезенцев

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время увеличение оптической мощности при сохранении дифракционного качества связывают с новой концепцией твердотельных лазеров на тонких дисках. В работе теоретически и экспериментально исследуется диск из популярного кристалла Yb:YAG, охлажденный до температуры жидкого азота, в режиме усиления и генерации. Приведен расчет параметров Yb:YAG усилителя с диодной накачкой (непрерывной или с периодом t_0 , кратным периоду повторения усиливаемых импульсов, при прохождении которых разность населенностей уменьшается в

2 раза). Получено аналитическое решение балансных уравнений для интенсивности накачки и инверсии населенностей на рабочем переходе в следующих трех приближениях: пренебрежение спонтанным излучением (формула Франца–Нодвига); пренебрежение эффектом насыщения; разложение по малому параметру, пропорциональному коэффициенту усиления за проход.

Анализ полученных формул показывает, что непрерывный режим накачки является наиболее оптимальным с точки зрения соотношения количества запасенной энергии и интенсивности (а значит, и цены) накачки. Формулы позволяют рассчитать оптимальное допирование Yb, при превышении которого запасенная энергия меняется мало, а распределения инверсии и поглощаемой энергии, превращающейся в тепло внутри кристалла, становятся очень неравномерными. Это важно, так как с увеличением допирования уменьшается теплопроводность кристалла. Для кристалла толщиной 600 мкм оптимальное допирование составляет 10%.

Экспериментально исследованы свойства кристалла при охлаждении до 78 К. Получено увеличение поглощения накачки. Наблюдалось ожидаемое негативное влияние спектральных контуров линий излучения накачки и сечения поглощения на количество поглощенной энергии по сравнению с узкополосной накачкой [1]. При охлаждении кристалла в режиме генерации наблюдаются сдвиг длины волны генерации (~1 нм) и снижение порога в 5 раз (см. рис. 1), обусловленное увеличением сечения поглощения и опустошением нижнего рабочего уровня. Зависимости выходной мощности генератора от мощности накачки при комнатной и азотной температурах представлены на рис. 1. Опустошение нижнего рабочего

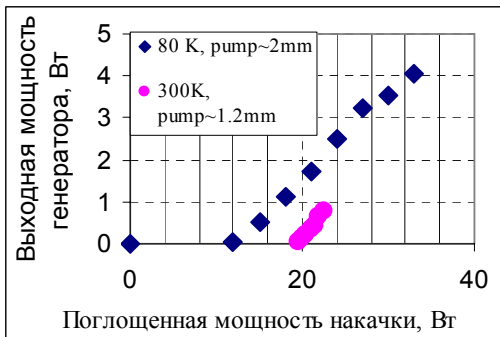


Рис. 1

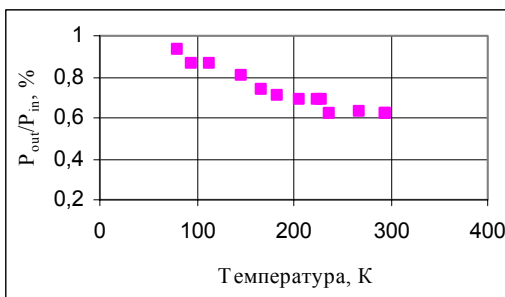


Рис. 2

уровня подтверждается зависимостью коэффициента поглощения на рабочем переходе от температуры (рис. 2). Полученные данные важны для создания генератора.

Результаты работы показывают возможность создания криогенного дискового импульсно-периодического лазера на Yb:YAG с частотой повторения 1 кГц и энергией 250 мДж в импульсе длительностью 100 пс при мощности накачки 1 кВт. При диаметре пучка 6 мм можно не опасаться самофокусировки, несмотря на высокую пиковую мощность.

[1] Brown D.C., Cone R.L., Sun Y., Eguall R.W. //IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2005. V.11, No.3. P.604.

ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИПОСТОЯННОГО ТОКА В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Н.В. Введенский, А.А. Силаев

Институт прикладной физики РАН

Возбуждение квазипостоянного тока (характерное время изменения которого много больше периода оптического поля) в плотной лазерной плазме привлекает в настоящее время большое внимание в связи с проблемой использования ее в качестве активной излучающей среды в схемах генерации терагерцового излучения. Рассматриваются различные механизмы ускорения свободных электронов для создания высоких значений плотности квазипостоянного тока в плазме. В лазерных импульсах, содержащих много периодов оптического поля (длина волны ~ 1 мкм, длительность ~ 100 фс), с высокими значениями максимальной интенсивности ($\sim 10^{18}$ – 10^{19} Вт/см²) возбуждение происходит за счет действия нелинейной ponderomotorной силы, в импульсах с умеренной максимальной интенсивностью ($\sim 10^{14}$ – 10^{16} Вт/см²) – за счет действия так называемых «ионизационных» механизмов, т.е. ускорения электронов в процессе создания самой плазмы некоторым внешним полем с частотой, отличной от частоты ионизирующего лазерного импульса. В качестве такого внешнего поля рассматривают статическое или микроволновое электрическое поле, наложенное на ионизируемую область пространства, или поле второй гармоники самого ионизирующего лазерного импульса при определенном сдвиге фаз между полем на удвоенной и основной частоте.

Настоящая работа посвящена исследованию нового, недавно открытого экспериментально [1] и описанного теоретически [2, 3] механизма возбуждения квазипостоянного тока в плазме, при котором ускорение электронов производится электрическим полем самого же ионизирующего предельно короткого лазерного импульса, содержащего всего несколько периодов оптического поля. Этот механизм, как и другие ионизационные механизмы возбуждения квазипостоянного тока в лазерной плазме, реализуется при умеренных значениях интенсивности лазерных импульсов ($\sim 10^{14}$ – 10^{16} Вт/см²), достаточных для ионизации газа. В процессе ионизации атомов

газа освободившиеся электроны ускоряются электрическим полем лазерного импульса, возникает зависящая от времени t объемная плотность тока $j(t)$, которая после прохождения лазерного импульса, т.е. при $t \rightarrow \infty$, стремится в общем случае к ненулевому значению плотности остаточного тока (который мы и называем квазипостоянным) $j_{z,t=\infty}$ (здесь мы предполагаем, что электрическое поле в импульсе зависит только от времени и имеет только проекцию $E(t)$ на ось z).

В данной работе плотность остаточного тока впервые определялась на основе квантового подхода и уточненного, по сравнению с работами [2, 3], полуклассического подхода. Квантовый подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции электрона $\psi(\mathbf{r}, t)$ в атоме водорода:

$$i\hbar \partial \psi(\mathbf{r}, t) / \partial t = \left(-(\hbar^2 / 2m) \nabla^2 - e^2 / r - eE(t)z \right) \psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

в котором в качестве начального условия задавалась волновая функция основного состояния электрона в атоме. Плотность остаточного тока определялась из решения уравнения (1) следующим образом:

$$j_{z,t=\infty} = (eN_g / m) \langle \psi_{t=\infty} | \hat{p}_z | \psi_{t=\infty} \rangle, \quad (2)$$

где N_g – невозмущенная плотность газа, \hat{p}_z – z -компонента оператора импульса. Полуклассический подход основан на решении уравнения для концентрации свободных электронов N и классического уравнения для плотности электронного тока в плазме с переменным числом частиц:

$$\partial N / \partial t = \left(N_g - N \right) w(|E(t)|), \quad \partial j / \partial t = e^2 N(t) E(t) / m. \quad (3)$$

Здесь вероятность ионизации в единицу времени $w(|E|)$ – заданная функция напряженности электрического поля, построенная на основе данных работы [4], полученных из численного решения уравнения Шредингера. Величина остаточного тока находится как решение уравнений (3) при $t = \infty$:

$$N(t) = N_g \left(1 - \exp \left(- \int_{-\infty}^t w(|E(t')|) dt' \right) \right), \quad j_{z,t=\infty} = (e^2 / m) \int_{-\infty}^{+\infty} N(t) E(t) dt. \quad (4)$$

Проведенные численные расчеты показали, что остаточная плотность тока является гладкой периодической функцией абсолютной фазы импульса (разности фаз между несущей и огибающей), достигающей своего максимального значения при некотором оптимальном значении абсолютной фазы. Были найдены зависимости оптимальной абсолютной фазы и оптимальной максимальной напряженности поля в импульсе от длительности при различных значениях несущей частоты. Показано, что эффективность возбуждения квазипостоянного тока (определенная по величине плотности тока) растет с уменьшением количества периодов оптического поля в импульсе и с уменьшением несущей частоты. Эффективность преобразования в оптимальных условиях может достигать нескольких десятков процентов, при этом

для импульсов, содержащих порядка 1–3 оптических периода, оптимальная максимальная напряженность поля отвечает значениям интенсивности $\sim 10^{15} - 10^{16}$ Вт/см². Показано хорошее согласие результатов, даваемых полуклассической и квантовой моделями при достаточно высоких значениях максимальной напряженности поля в импульсе, отвечающих большему по сравнению с потенциалом ионизации значениям осцилляторной энергии электрона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 07-02-01265, 06-02-17496) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № МК-3923.2008.2).

- [1] Kreß M., Löffler T., Thomson M.D. et al. //Nature Phys. 2006. V.2. P. 327.
- [2] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. //Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. P. 245002.
- [3] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Sheng Z.-M. //New J. Phys. 2008. V.10. P. 043001.
- [4] Ivanov M.V. //J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2001. V.34. P. 2447.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ ПОЛЯРИТОННЫХ МОД В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С БОЗЕ-КОНДЕНСАТОМ ДИПОЛЯРНЫХ ЭКСИТОНОВ

П.А. Калинин, Вл.В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН

В экспериментах [1, 2], проводившихся с бозе-конденсатом диполярных экситонов в двумерных ловушках в гетероструктурах с квантовыми ямами, в излучении конденсата наблюдались интерференционные явления. Последнее свидетельствует о когерентности этого излучения, а следовательно, и когерентности оптических колебаний экситонов. В связи с этим большой интерес представляют вопросы взаимодействия сконденсированных бозонов с самосогласованным электромагнитным полем, что может привести к генерации в ловушке, как в резонаторе, высокодобротных поляритонных мод – самосогласованных колебаний поляризации экситонов и электромагнитного поля.

За счет отражения от боковых сторон ловушки, от высокопроводящей подложки структуры и полного внутреннего отражения от поверхности структуры эти моды могут обладать высокой добротностью и даже, с учетом инверсии населенностей в экситонном слое, могут быть неустойчивыми. Поэтому они могут эффективно возбуждаться и поддерживаться индуцированным излучением экситонов, поставляемых в конденсат постоянной лазерной накачкой, и обуславливать когерентность колебаний поляризации и излучения сконденсированных экситонов.

Это предположение подтверждается анализом таких мод, проведенным в настоящей работе, с учетом возможных эффектов действующего поля, высвечивания поля из ловушки и релаксации поляризации в экситонном слое. Экситонный слой с толщиной, много меньшей длины волны, представляет собой резонансный диполь-

ный слой, мощность которого пропорциональна высокочастотному электрическому полю с коэффициентом, зависящим от частоты резонансным образом. Влияние этого слоя на параметры и структуру мод можно учесть постановкой на слое соответствующих граничных условий. Учитывая также граничные условия на высокопроводящей подложке и на поверхности структуры, получаем характеристические уравнения для ТМ-мод (т.е. мод, в которых $H_n = 0$) и ТЕ-мод ($E_n = 0$), связывающее волновые числа в направлениях вдоль (k_z) и поперек (k_n) структуры:

$$\begin{aligned} \text{ТМ: } & 2\gamma_n k_n^2 \sin(k_n h) \sin(k_n h + \varphi) + 2\gamma_n k_z^2 \cos(k_n h) \cos(k_n h + \varphi) + k_n (\gamma_n \gamma_n k_z^2 - 1) \sin(\varphi) = 0, \\ \text{ТЕ: } & 2\gamma_n (k_n^2 + k_z^2) \sin(k_n h) \cos(k_n h + \varphi) - k_n \cos(\varphi) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где h – расстояние от слоя до подложки, $\varphi = i(\ln R)/2 - k_n H$, R – известный френелевский коэффициент отражения по амплитуде поля от поверхности структуры (принимающий различные значения для ТЕ и ТМ мод), H – высота структуры (от подложки до поверхности), $\gamma = \gamma(\omega)$ – коэффициент пропорциональности между мощностью дипольного слоя и приложенным полем (для учета возможной анизотропии слоя вводим различные коэффициенты для продольного (γ_z) и поперечного (γ_n) поля). Частоты этих мод определяются стандартным дисперсионным соотношением в полупроводнике: $\omega^2 \varepsilon = c^2(k_n^2 + k_z^2)$; частоты и волновые числа могут быть комплексными.

Для параметров эксперимента [1] были исследованы две области пересечения электромагнитных и экситонных ветвей, соответствующих модам TM_0 и TM_1 , в которых $k_n H \approx 1/4$ и $3/4$ соответственно, и аналогичные ТЕ-моды; высшие ТМ и ТЕ моды отсутствуют.

Была исследована устойчивость мод с учетом инверсии населенностей в слое, излучательных потерь из ловушки и релаксации поляризации экситонов. Обнаружено, что, при достаточно большой инверсии населенностей, моды, находящиеся вблизи резонанса, становятся неустойчивыми. На рисунке приведены полученные численным решением уравнения (1) границы зоны неустойчивости для ТМ-мод на плоскости (N, R_S) , где R_S – коэффициент отражения поля от боковой поверхности ловушки, N – поверхностная плотность экситонов в ловушке. Зависимости рассчитаны для времени T_2 релаксации поляризации, соответствующего наблюдаемой ширине линии конденсата. Видно, что в интервалах населенностей и времен релаксации поляризации, соответствующих эксперименту, небольших значений R_S порядка 0,5 достаточно для неустойчивости мод.

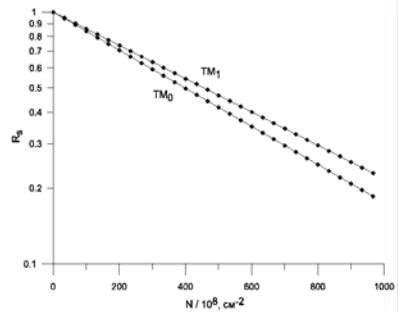


Рис.

Граница зоны неустойчивости также была получена аналитически из разложения уравнений (1) в ряд вблизи точки пересечений электромагнитных и экситонной ветвей. Установлено, что для неустойчивости мод достаточно выполнения условия:

$$\alpha_k^2 / \sigma v_2 > 4\pi (H/l) \alpha,$$

где $\alpha_k = (8\pi d^2 N \omega / \hbar l)^{1/2}$ – кооперативная частота экситонного слоя, $\sigma = c^2 k_z |\ln R_s| / 2\pi \omega D$ – «эффективная проводимость среды», $v_2 = T_2^{-1}$, l – толщина экситонного слоя, $\alpha \sim 1$ – поправка, учитывающая геометрию моды (разная для разных мод), ω – частота моды, D – диаметр ловушки, d – дипольный момент экситонного перехода.

Из закона сохранения энергии была определена амплитуда возбуждения неустойчивых мод и мощность потерь энергии по различным каналам диссипации. Было обнаружено, что из-за нарушения условия полного внутреннего отражения, связанного с комплексностью волновых чисел, уже при превышении порога неустойчивости в два раза мощность высвечивания мод через поверхность ловушки может достигать десятков мВт/см², что может быть достаточным для объяснения экспериментальных данных.

[1] Горбунов А.В., Тимофеев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т.84, №6. С.390.

[2] Sen Yang, et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V.97. P.187402.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА КОЛЬЦЕВЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДАКТА С Пониженной Плотностью

П.В. Бахарев, А.В. Кудрин

Нижегородский госуниверситет

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей возбуждения волн свистового диапазона $\omega_{\text{ЛН}} \ll |\omega - i\nu_e| \ll \omega_{\text{Н}} \ll \omega_{\text{Р}}$ заданным однородным кольцевым электрическим током в магнитоактивной плазменной среде при наличии цилиндрического дакта с пониженной плотностью плазмы ($\omega_{\text{ЛН}}$ – нижняя гибридная частота, ω – круговая частота поля, ν_e – эффективная частота электронных соударений, $\omega_{\text{Н}}$ и $\omega_{\text{Р}}$ – гирочастота и плазменная частота электронов соответственно). Такие плазменные структуры формируются в магнитоактивной плазме вблизи электромагнитных источников, работающих в указанном диапазоне, вследствие нелинейных эффектов [1, 2]. Предполагается, что ось излучателя совпадает с осью симметрии дакта.

Напомним, что полное поле заданных источников при наличии дакта плотно-сти в магнитоактивной плазме представляется в виде разложения по собственным волнам дискретной и непрерывной частей спектра [3]. При этом дискретная часть пространственного спектра соответствует собственным (локализованным) модам данной направляющей структуры. Отметим, что дакты с пониженной плотностью могут поддерживать в свистовом диапазоне частот собственные моды двух типов: моды, поля которых локализованы вблизи границы дакта, и моды, поля которых спадают вне дакта, а во внутренней его области имеют объемный характер [1, 3]. В данной работе определены условия, при которых основная часть мощности, излучаемой кольцевым электрическим током, идет на возбуждение объемных собственных мод. Как оказалось, это имеет место в случае $a_{p0} b/c > 1$, где a_{p0} – плазменная частота, отвечающая плотности плазмы внутри дакта, b – радиус источника, c – скорость света в свободном пространстве. На рис.1 в качестве примера представлены зависи-

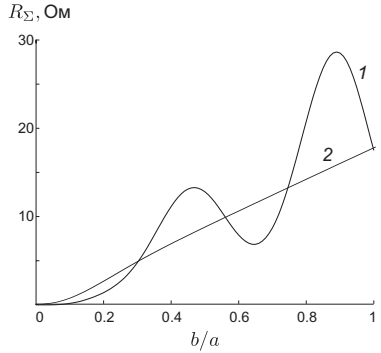


Рис. 1

мости полного сопротивления излучения R_{Σ} кольцевого электрического тока от радиуса кольца b при наличии дакта с пониженной плотностью (кривая 1) и в случае однородной плазменной среды (кривая 2), параметры которой совпадают с параметрами плазмы во внутренней области дакта, для $a/a_H = 0,3$, $a_{p0}/a_{pa} = 0,82$, $a_{pa}/a_H = 29,3$, $a_H a/c = 0,42$, $v_e = 0$ (a_{pa} – плазменная частота, отвечающая фоновой плотности, a – радиус дакта). Из рис.1 видно, что для указанных параметров существуют такие области значений b , когда сопротивление излучения кольцевого электрического тока при наличии дакта с пониженной плотностью заметно превышает сопротивление излучения того же источника в случае однородной плазменной среды, плотность которой совпадает с плотностью плазмы внутри дакта.

Изучено влияние диссипативных потерь, обусловленных электронными соударениями в плазме, на возбуждение волн свистового диапазона кольцевым электрическим током при наличии дакта с пониженной плотностью. Определены условия, при выполнении которых в столкновительном дакте имеет место селекция мод по постоянным затухания, проявляющаяся в том, что моды разделяются на сравнительно слабозатухающие ($h''/h' \sim v_e/a_H$) с преимущественно крупномасштабной (вистлеровской) структурой поля и сильнозатухающие ($h''/h' \sim v_e/\omega \gg v_e/a_H$), в отдельных компонентах поля которых преобладает мелкомасштабная квазистатическая составляющая (h' и h'' – реальная и мнимая части постоянной распространения моды соответственно). Установлено, что в случае, когда учет столкновительных потерь приводит к существенному изменению дисперсионных харак-

теристик и структуры поля мод, происходит перераспределение мощности между возбуждаемыми модами по сравнению со случаем бесстолкновительной плазмы.

На рис.2 приведена зависимость полного сопротивления излучения R_{Σ} кольцевого электрического тока, расположенного внутри дакта с пониженной плотностью, от радиуса кольца b при $v_e / a_H = 0,02$ (значения остальных параметров те же, что и для рис.1). Из приведенной зависимости видно, что учет сравнительно малых потерь не приводит к существенному изменению полного сопротивления излучения в окрестности максимума R_{Σ} по сравнению со случаем $v_e = 0$. Однако их наличие может заметно сказываться на виде зависимости сопротивления излучения от радиуса источника.

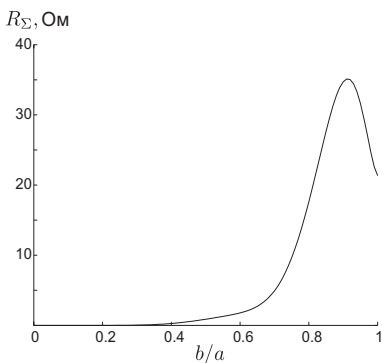


Рис. 2

- [1] Заборонкова Т.М., Костров А.В., Кудрин А.В. и др. // ЖЭТФ. 1992. Т.102, вып. 4(10). С. 1151.
- [2] Kostrov A.V., Kudrin A.V., Kurina L.E., et al. // Physica Scripta. 2000. V.62, Pt.1. P. 51.
- [3] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. Amsterdam: Gordon and Breach, 1999. 288 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КИРАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ

Н.Г. Крылова¹⁾, Е.А. Шорохова²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова

В настоящее время наблюдается значительный интерес к исследованиям искусственных композитных сред, обладающих пространственной дисперсией в СВЧ-диапазоне [1, 2]. К таким средам относятся так называемые киральные среды (КС), создаваемые на основе совокупности проводящих электромагнитных частиц зеркально-асимметричной формы, линейные размеры которых значительно меньше длины волны λ , а расстояния между соседними частицами соизмеримы с λ . Известно, что искусственные КС в СВЧ-диапазоне являются перспективными для создания малоотражающих покрытий летательных аппаратов, а также использования в качестве элементов интегральных схем и линзовых антенн [1].

Все задачи по изучению электродинамических свойств КС условно можно разделить на два основных типа. Задачи первого типа связаны с проблемой создания

среды с определенными киральными свойствами путем выбора конкретных зеркально-асимметричных элементов и их расположения в материальной среде с параметрами ε , μ и χ , где ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно, χ – параметр киральности. Основной целью задач второго типа является применение к киральным средам решений всех классических электродинамических задач, рассмотренных для обычной магнитоэлектрической среды. Здесь уже не конкретизируется физическая модель КС, а используются заданные материальные уравнения, для которых имеется несколько форм записи [2].

К классическим электродинамическим задачам можно отнести, в частности, задачи излучения электромагнитных волн электрическими и магнитными источниками, расположенными вблизи киральных объектов. Проблема излучения электромагнитных волн даже элементарных источников в киральной среде в литературе практически не освещена. В [2] рассмотрена задача об излучении элементарного вертикального электрического диполя в КС, но только в дальней зоне, включая анализ его диаграмм направленности.

В настоящей работе рассмотрена трехмерная задача дифракции электромагнитных волн, возбуждаемых элементарным источником электрического или магнитного типа, на бесконечно протяженном однородном киральном цилиндре произвольного радиуса. Задача решена аналитически с использованием метода разделения переменных, метода собственных функций, преобразования Фурье и представления полей Бельтрами [2]. Проанализированы предельные случаи двумерного кирального и магнитоэлектрического цилиндров, в рамках которых полученные формулы для электромагнитных полей совпадают с соответствующими выражениями, приведенными в [2].

Методика и алгоритм решения рассматриваемой задачи представлены в работе [3]. Здесь мы ограничимся результатами численных расчетов и их анализом. Пусть источником излучения является вертикальный электрический диполь, расположенный в точке с координатами $k_0 b = 10$, $k_0 z_0 = 0$, $\varphi_0 = 0^\circ$. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве. Координаты точки наблюдения: $k_0 \rho = 10$, $k_0 z = 0$, $\varphi = 0^\circ$. В расчетах считаем среду 1 свободным пространством ($\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$), а для киральной среды используем две модели [2]: модель 1: $\varepsilon_2 = 3,5 - 0,2i$, $\mu_2 = 2,2 - 0,1i$, $\chi_2 = 0,3; 0,7$; модель 2: $\varepsilon_2 = 1$, $\mu_2 = 5 - i$, $\chi_2 = 0,3; 0,7$. На рисунке в качестве примера приведены зависимости нормированной амплитуды продольной компоненты напряженности электрического поля от азимутального угла φ для моделей 1 и 2 киральной среды при $k_0 \rho = 10$.

Наблюдается заметное различие в характере кривых в зависимости от модели киральной среды. Кроме того, для модели 2 при любых углах наблюдения φ поле, рассеянное на киральном цилиндре, меньше поля, рассеянного на магнитоэлектрическом цилиндре. В модели 1 этот вывод справедлив лишь для определенного сектора углов φ .

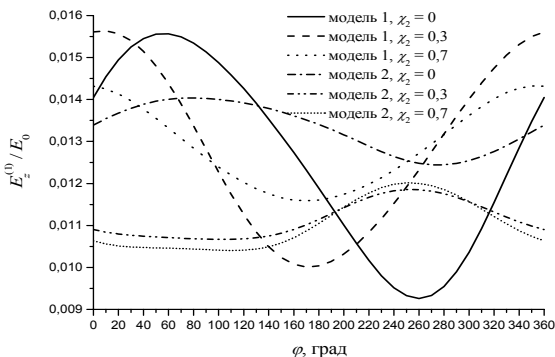


Рис.

Результаты данной работы могут быть полезны разработчикам антенных устройств СВЧ-диапазона и малоотражающих покрытий летательных аппаратов, а также специалистам по электродинамике искусственных композитных сред.

- [1] Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J. Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. London: Artech House, 1994.
- [2] Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006.
- [3] Шорохова Е.А., Крылова Н.Г. //Изв. вузов. Радиофизика (в печати).

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ДВУХМЕРНЫХ МАССИВОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОШАРИКОВ ДЛЯ ЗАДАЧ НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ

Н.М. Битюрин¹⁾, А.В. Пикулин^{1,2)}, D. Bäuerle²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Institut für Angewandte Physik, Johannes-Kepler-Universität Linz, Austria

В настоящее время диэлектрические шарики микронных размеров широко используются для фокусировки лазерного поля в различных задачах микро- и наноструктурирования поверхности [1]. Такие микрешарики наносятся на кварцевую подложку в виде коллоидного раствора. После высыхания раствора на подложке остается плотно упакованный монослой, состоящий из десятков тысяч микрешариков [2]. Шарики, упакованные в такие массивы, активно используются в качестве микролинз при фокусировке лазерного излучения на поверхность. Данный подход позволяет получать периодические поверхностные структуры, а также может быть

использован в промышленных целях для параллельной обработки многих участков поверхности.

В работе [3] была продемонстрирована возможность создания апертур в золотом напылении, нанесенном на монослой микрошариков при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами (рис. 1а). При некоторых значениях радиуса облучаемых шариков (на рис. 1а: радиус $r = 3400$ нм, длина волны $\lambda = 800$ нм, показатель преломления шариков $n = 1,36$) апертуры имели выраженную гексагональную форму. Для объяснения данного эффекта нами рассмотрено распределение лазерного поля, действующего на напыление.

В монослое шарики находятся в непосредственной близости друг к другу, ввиду этого их взаимодействие может быть существенным, и распределение поля не может быть найдено как суперпозиция решений Ми. Существует несколько подходов к решению такой задачи. Один из них — непосредственное численное моделирование уравнений Максвелла с помощью разностных схем (FDTD). Этот способ обладает наибольшей универсальностью (можно добавлять различные подложки и т.д.), но требует больших и не всегда доступных вычислительных ресурсов. Кроме того, он подвержен общим для таких методов недостаткам, связанным с конечным шагом вычислительной сетки. Второй подход, который является обобщением решения Ми на случай нескольких шариков, был предложен Маковски [4] для расчета матриц рассеяния электромагнитных волн кластерами шариков различной структуры и показал отличное совпадение с экспериментальными результатами [5].

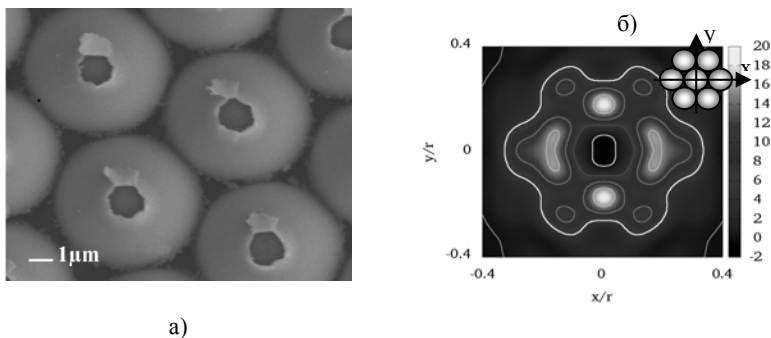


Рис. 1

В данной работе на основании результатов [4–6] был разработан программный код, позволяющий производить вышеописанным методом расчет распределений электромагнитного поля непосредственно вблизи самих шариков, что необходимо для задач микро- и наноструктурирования. Было рассчитано распределение z -проекции вектора Пойнтинга на плоскости непосредственно за семью диэлектрическими шариками с соответствующими эксперименту [3] (рис. 1а) параметрами. На рис. 1б приведено распределение, нормированное на значение модуля вектора

Пойнтинга в падающей волне. Расположение микрошариков в кластере показано на рисунке сверху справа. Падающее поле поляризовано по координате x .

Сравнение рис. 1а и 1б позволяет утверждать, что гексагональная форма апертур, полученных в [3], есть следствие формы распределения лазерного поля.

В предложенном программном коде решение для распределения электромагнитного поля представлено в виде суммы ряда, сходимость которого обуславливает границы применимости метода. Известно, что при увеличении параметра $2\pi r/\lambda$ сходимость ряда, которым представлено решение Ми, затрудняется. Этим же фактором обуславливается ограничение применимости кода для частиц большого размера. При значениях параметра $2\pi r/\lambda \gg 1$ можно применять метод геометрической оптики или метод трассировки гауссовых пучков, использованный ранее в [3].

Разработанный программный код может применяться для расчета распределений лазерного поля при решении различных задач наноструктурирования, включая двухфотонную полимеризацию и свеллинг.

- [1] Bäuerle D., Denk R., Pedarnig J.D., Piglmayer K., Heitz J., Schrems G. //Appl. Phys. A. 2003. V.77. P.203.
- [2] Burmeister F., Schäfle C., Keilhofer B., Bechinger C., Boneberg J., Leiderer P. //Adv. Mater. 1998. V.10. P.495.
- [3] Pikulin A., Bityurin N., Langer G., Brodoceanu D., Bäuerle D. //Appl. Phys. Lett. 2007. V.91. P.191106.
- [4] Mackovski D.W. //Proc. R. Soc. Lond. A. 1991. V.433. P.599.
- [5] Xu Y., Gustafson B.Å.S. //J. Quant. Spectro. Rad. Transfer. 2001. V.70. P.395.
- [6] Свободно распространяемый программный код <http://diogenes.iwt.uni-bremen.de/vt/laser/codes/shu.zip>

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД МЕТОДОМ БЛИЖНЕПОЛЬНОГО СВЧ ЗОНДИРОВАНИЯ

М.А. Кострова¹, Д.В. Янин²)

¹Нижегородский госуниверситет

²Институт прикладной физики РАН

В работе изучаются возможности метода ближнеполюного СВЧ зондирования применительно к исследованию сред с локализованными неоднородностями.

Ближнеполюная зондирующая система представляет собой СВЧ резонатор в виде отрезка двухпроводной линии, замкнутого с одного конца. На противоположном конце находится измерительная емкость в виде двух параллельных проводов с радиусом $r =$

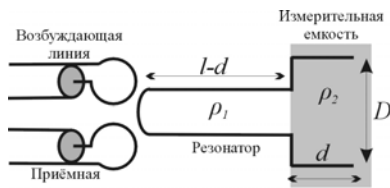


Рис. 1

0,5 мм и длиной $d = 4$ см; D – расстояние между проводами (рис. 1). Возбуждение резонатора и приём его отклика осуществляются с помощью петель магнитной связи. Максимальная глубина зондирования примерно совпадает с расстоянием D между проводами измерительной емкости. Для исследования сред по глубине изготовлено восемь датчиков с глубинами зондирования от 5 мм до 25 мм. Собственные частоты f_0 измерительных систем порядка 550 МГц, добротности ~ 150 . Наличие вещества в области квазистатического поля измерительной емкости приводит к изменению резонансной частоты и добротности зонда. При выполнении условия $d \ll c/(f_0 \varepsilon_{\text{eff}})$ (c – скорость света в вакууме), следуя [1], можно получить следующую связь между резонансной частотой f датчика и параметрами неоднородной среды:

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{d}{l} \left(1 - \varepsilon_{\text{eff}} \frac{\rho_1}{\rho_2} \right), \quad (1)$$

где ε_{eff} – диэлектрическая проницаемость неоднородной среды, ρ_1 и ρ_2 – волновые сопротивления двухпроводных линий, соответствующих резонатору и измерительной емкости. В случае плоскостной среды, используя метод изображений, можно получить следующее выражение для ε_{eff} :

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, D) = \varepsilon_1 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \ln \left(\frac{D^2 + (2h)^2}{r^2 + (2h)^2} \right) \ln^{-1} \left(\frac{D}{r} \right) \right)^{-1}, \quad (2)$$

где h – расстояние между датчиком и границей раздела сред с проницаемостями ε_1 и ε_2 .

В экспериментах исследуемые среды представляли собой органическое стекло ($\varepsilon_1 = 3,5$) с прямоугольной неоднородностью в виде стекла ($\varepsilon_2 = 7,8$) на глубинах (h) 4 и 5,5 мм. Длина неоднородности $L_n = 10,5$ см, толщина – 7 мм.

Для обнаружения неоднородностей зонд с глубиной зондирования 10 мм перемещался параллельно плоской поверхности органического стекла. Фиксировалась величина сдвига резонансной частоты Δf в зависимости от положения Z датчика (рис. 2). В момент, когда измерительная емкость заходит в область неоднородности, резонансная частота начинает сдвигаться; если же зонд целиком находится над участком неоднородности, резонансная частота перестает изменяться. Такой характер поведения резонансной характеристики позволяет определить размер неоднородности. Ее длина равна разности между длиной «холмика» S на графике резонансной частоты и длиной проводов измерительной емкости d . Из-за краевого эффекта измерительной емкости экспериментально найденное значение S немного завышено и составляет 11,4 см.

Далее исследование среды проводилось датчиками с разными

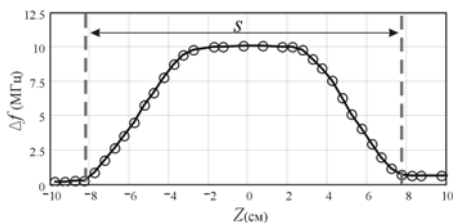


Рис. 2

ми глубинами зондирования. Фиксировалась резонансная частота измерительных систем при контакте с поверхностью среды в области центра неоднородности. Затем для каждого зонда определялась диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon^{эксн}$ при помощи соотношения (1). Поскольку размеры неоднородности превышают расстояние D между проводниками емкости, среду можно рассматривать как плоско-слоистую. Для нахождения параметров среды должна быть минимизирована функция $F(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h)$, представляющая собой среднеквадратичное отклонение экспериментально найденных значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{эксн}$ от $\varepsilon_{эф}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, D)$ для плоско-слоистой среды:

$$F(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\varepsilon^{эксн}(D_i) - \varepsilon_{эф}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, h, D_i))^2}, \quad (3)$$

где n – число измерительных зондов.

В таблице представлены реальные и полученные в эксперименте значения электродинамических и геометрических параметров исследуемых сред.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование сред с прямоугольными неоднородностями методом ближнеполюсного СВЧ зондирования. Представлена схема решения обратной задачи и с хорошей точностью определены геометрические и электродинамические параметры неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №08-02-97024-р_поволжье_a).

- [1] Костров А.В., Костров В.А., Смирнов А.И., Янин Д.В., Стриковский А.В., Пантелеева Г.А. Диагностика неоднородных и нестационарных сред с помощью резонансного СВЧ зонда на отрезке двухпроводной линии: Препринт ИПФ РАН №707. Н. Новгород, 2006. 24 с.

СТРУКТУРА И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПЛАВУЧИМИ ТУРБУЛЕНТНЫМИ СТРУЯМИ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Е.В. Ежова, Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая

Институт прикладной физики РАН

Сброс сточных вод представляет собой значительную антропогенную нагрузку, воздействуя на общий массообмен, гидродинамику и состояние экосистемы прибрежной зоны [1]. Комплексное исследование этих процессов включает в себя математическое моделирование динамики затопленных турбулентных струй, кон-

Таблица

Среда 1	ε_1	ε_2	h	L_n
Эксперимент	3,5	7,3	5,0	11,4
Реальные знач.	3,5	7,8	5,5	10,5
Среда 2	ε_1	ε_2	h	L_n
Эксперимент	3,5	7,6	3,6	11,4
Реальные знач.	3,5	7,8	4,0	10,5

тактные методы, а также аэрокосмические дистанционные методы, которые основаны на обнаружении и оценке поверхностных проявлений подводных стоков. Выяснение физических механизмов таких проявлений чрезвычайно важно с точки зрения интерпретации полученных результатов, а также выбора оптимального метода дистанционной диагностики и его параметров.

На предыдущих этапах работы на основе масштабного лабораторного моделирования были изучены гидродинамические процессы вблизи подводного коллектора сточных вод и предложен механизм генерации внутренних волн, в качестве источника которых рассматриваются автоколебания всплывающей струи [2].

Основной целью настоящей работы является детальное исследование полей внутренних волн, излучаемых источником вблизи коллектора. При этом изучаются как движения в толще, так и поля скорости, создаваемые внутренними волнами на поверхности воды.

Эксперименты проводились в Большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН. Для изучения поля течений на поверхности воды было реализовано распределение температуры с мелким термоклином, который располагался на глубине 13–15 см. Скорости истечения жидкости из модели коллектора составляли 40, 70, 100 и 150 см/с. Колебания температуры в окружающей среде, вызванные всплыванием струй, фиксировались с помощью гирлянды из 14 термисторов, расположенной на расстоянии 2 м от модели коллектора. Для измерения скорости поверхностных течений применялся метод PTV (Particle Tracing Velocimetry).

По измеренным временным температурным разрезам рассчитывались изотермы, характеризующие смещения жидких частиц относительно равновесного уровня, их спектры, а также дисперсии смещений изотерм. Спектры изотерм имеют выраженный максимум в интервале частот от $f_0 = 0,02$ Гц до $f_{\max} = 0,05$ Гц при максимальной частоте плавучести $N_0 = 0,07$ Гц, т.е. в диапазоне распространения внутренних волн. Дисперсия смещений каждой изотермы вычислялась по формуле:

$$\langle \sigma^2 \rangle = \int_{f_0}^{f_{\max}} Sp(f) df,$$

где $Sp(f)$ – спектр смещений изотерм относительно среднего уровня. Пример профиля дисперсии смещений изотерм для скорости истечения жидкости из модели коллектора 100 см/с приведен на рисунке (\diamond — экспериментальный профиль).

Эксперименты показали, что при истечении плавучей жидкости из модели коллектора сточных вод формировалось сдвиговое течение со струйным профилем

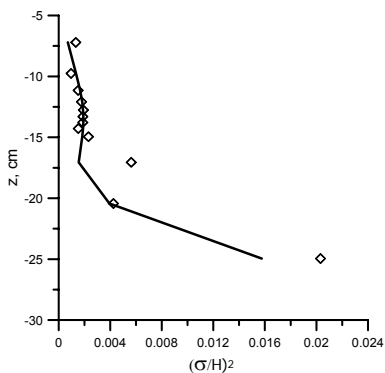


Рис.

скорости, локализованное ниже термоклина. Были получены дисперсионные соотношения и структуры первой и второй мод внутренних волн в стратифицированной жидкости с учетом распространения струи под термоклином. Показано, что для средней частоты из интервала, соответствующего спектральному пику, $f \approx f_0 = 0,035$ Гц, первая мода имеет максимум, локализованный вблизи термоклина, а вторая мода имеет выраженный максимум в струе и слабый в области термоклина. По форме профиля дисперсии смещений изотерм можно предположить, что в экспериментах наблюдается смешанный режим возбуждения внутренних волн, когда одновременно существуют первая и вторая моды. Для проверки этой гипотезы нами был проведен модовый анализ поля смещений изотерм, полученного в эксперименте. Разложение структуры поля по модам можно искать в виде:

$$\xi(z, t) = A(t)\varphi_1(z, \omega_0, k_1(\omega_0)) + B(t)\varphi_2(z, \omega_0, k_2(\omega_0)),$$

где φ_1 и φ_2 – собственные моды системы. Аппроксимация экспериментального профиля смещений изотерм (см. рисунок) проводилась с использованием метода наименьших квадратов.

В рамках теоретической модели внутренних волн определено поле скорости на поверхности. Сопоставление с данными экспериментов показало, что теория дает завышенные значения скорости. Это расхождение объясняется присутствием пленки поверхностно-активных веществ (ПАВ) на поверхности воды. Выполнены измерения модуля упругости пленки и с их использованием сделаны оценки скорости на поверхности с учетом спадания ее значения в пограничном слое, обусловленном присутствием упругой пленки. Полученные оценки скорости хорошо согласуются с измерениями.

- [1] Bondur V., Keeler R., Gibson C. //Geophys. Res. Lett. 2005. V.32. L12610; doi:10.1029/2005/GL022390.
- [2] Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Ежова Е.В., Соустова И.А., Казаков В.И. //ДАН. 2008. Т.419, №5. С.691.