## ВЫНУЖДЕННОЕ ИОНИЗАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВОЛН НАКАЧКИ В ЛАБОРАТОРНОЙ МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРНОГО РЕЗОНАТОРА С ДАКТОМ ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

## А.С. Белов, Г.А. Марков

#### Нижегородский госуниверситет

Известно, что плазменно-волновой разряд свистового диапазона частот ( $\omega_{LH} < \omega < \omega_{He}$ ,  $\omega_{He}$  – гирочастота электронов,  $\omega_{LH}$  – частота нижнегибридного резонанса) может быть локализован на оси ВЧ-источника и оторван от стенок разрядной камеры. В работе [1] предложена и апробирована методика создания плазменного резонатора магнитосферного типа путем формирования ВЧ-разрядом неоднородного плазменного волновода (дакта плотности) в продольном магнитном поле пробочной конфигурации. Особенностями ионизационного самокана-лирования волновых полей свистового диапазона частот в неоднородном поле магнитной пробки являются сужение разрядного плазменного столба в области сильного поля и возрастание плотности плазмы в этой части столба, что качественно подобно распределению этих параметров в магнитосферном дакте с повышенной плотностью и характерно для естественных магнитосферных резонаторов свистового и альвеновского диапазонов частот.



На рис. 1 показано распределение вдоль внешней стенки разрядной колбы значения квадрата амплитуды продольной компоненты электрической составляющей ВЧ-поля на частоте 200 МГц. Звездочками отмечено положение возбуждающих колец ВЧ антенны. Сложная структура  $|E_z|^2$  объяс-няется интерференцией поля собственной волны неоднородного плазменного вол-новода с ближнем полем ВЧ-источника и волнами, отраженными от магнитных катушек с уменьшенным

внутренним диаметром, расположенных в области пробок, и от резкого перепада плотности плазмы у торцевой поверхности многосеточного зонда. Важным моментом является наличие стоячей структуры волнового поля с характерными продольными масштабами ~ 10÷12 см.

Спектральный состав излучения, формирующего разрядный канал, показан на рис. 2, где кривая 1 соответствует случаю отсутствия плазменной нагрузки. В плазме ВЧ-разряда спектральный состав поля накачки (кривая 2) существенно уширился (особенно в красную сторону), и на нем появились выделенные модуляционные пики. Пики наблюдаются в довольно узком интервале давлений  $P \sim 3 \cdot 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-3}$  Тор и значений магнитного поля в центральной части ловушки  $B_{z0} \sim 300 \div 500$  Гс. При анализе низкочастотных шумовых излучений в разрядной плазме в указанном

интервале параметров было также обнаружено появление выделенных максимумов на частотах, кратных основному колебанию на низшей частоте  $f_0 \approx 1.7$  МГц. На рис. 3 приведена зависимость спектральной плотности мощности колебаний от частоты, снятая с помощью штыревой антенны вблизи магнитной пробки ( $z \sim 95$  см).





Рис. 3. Зависимость спектральной плотности мощности колебаний от частоты (до 10 МГц)

Совокупность экспериментальных данных и анализ дисперсионных свойств плазменного волновода в неоднородном продольном магнитном поле позволяют представить следующую физическую модель наблюдаемых явлений. Повышенная ионизация газа в пучностях электрического поля стоячей волны накачки (частота ионизации  $v_i \sim E^{2\beta}$ , где  $\beta$  – величина порядка единицы) может привести к возникновению решетки плазменных неоднородностей с характерным пространственным периодом  $\Lambda \sim 10$  см. Так как период решетки близок к половине длины волны накачки, то с появлением решетки возникает сильное брегговское отражение. В результате амплитуда поля волны, формирующей разряд, уменьшается, плазменные неоднородности расплываются, отражение уменьшается, снова формируется стоячая структура поля накачки и возникают плазменные неоднородности. Этот колебательный процесс повторяется снова и снова. Время формирования неоднородностей  $\tau \sim 1/v_i$  мало по сравнению со временем их рассасывания из-за амбиполярной диффузии вдоль магнитного поля. Диффузия на боковые стенки затруднена из-за замагниченности электронов, поэтому значение частоты наблюдаемых релаксационных колебаний ионизационно-диффузионного типа определяется временем диффузионного рассасывания плазменных неоднородностей:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 \approx D_{\text{amb}} k_0^2 \approx D_{\text{amb}} (2\pi/\Lambda)^2$$

Здесь коэффициент амбиполярной диффузии  $D_{amb} = kT_e/(mv_{en}+Mv_{in}), kT_e$  – тепловая энергия электронов,  $v_{in}$  и  $v_{en}$  – частоты столкновений ионов и электронов с нейтральными молекулами, M и m – массы иона и электрона соответственно.

Для значений параметров, соответствующих условиям эксперимента,  $T_e \approx 10$  эВ,  $v_{en} = 1.4 \cdot 10^8$  Рад/с,  $v_{in} = 10^4$  рад/с получаем, что  $f_0 \approx 1.7$  МГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 07-02-00436-а.

[1] Доброхотов В.В., Марков Г.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 5-6. С. 406.

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА В ДАКТАХ ПЛОТНОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ДИССИПАТИВНЫХ ПОТЕРЬ

#### В.А. Еськин, А.В. Кудрин

#### Нижегородский госуниверситет

Исследованию электромагнитных волн, направляемых дактами плотности в магнитоактивной плазме, посвящено большое число работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Повышенный интерес вызывают волны, частота  $\omega$  которых принадлежит свистовому диапазону  $\omega_{LH} < |\omega - i v_e| << \omega_H << \omega_p$ , где  $\omega_{LH} -$  нижняя гибридная частота,  $v_e -$  эффективная частота соударений электронов,  $\omega_H$  и  $\omega_p$  — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно. Это объясняется важной ролью, которую свистовые волны играют как во многих фундаментальных физических процессах в ионосфере и магнитосфере Земли, так и в разнообразных лабораторных приложениях.

В большинстве теоретических работ по каналированию свистовых волн в дактах плотности рассматривается случай бесстолкновительной плазмы. Настоящая работа посвящена исследованию влияния диссипативных потерь, обусловленных электронными соударениями в плазменной среде, на характеристики мод свистового диапазона, поддерживаемых дактами с повышенной плотностью плазмы.

Из проведенного анализа следует, что при наличии уже относительно малых столкновительных потерь объёмные моды, направляемые дактом с повышенной плотностью, разделяются на сильно- и слабозатухающие. Об этом свидетельствуют частотные зависимости нормированных на волновое число в свободном пространстве постоянных распространения p'и постоянных затухания p''мод с азимутальным индексом m=1, показанные на рис.1 для однородного дакта при следующих значениях параметров:  $\tilde{\omega}_p/\omega_p = 1,2$ ,  $\omega_p/\omega_{\rm H} = 5,623$ ,  $\omega_{\rm H}a/c = 2,344$ ,  $v_e/\omega_{\rm H} = 1,5\cdot10^{-2}$  (c – скорость света

в вакууме, знак «тильда» отмечает величины, относящиеся к плазме внутри дакта). На рис. 1 сплошные жирные кривые отвечают слабозатухающим модам с радиальными индексами n=1, 2, сплошные тонкие кривые — сильнозатухающим модам; штриховые кривые показывают реальные части  $\tilde{P}' = \operatorname{Re} \tilde{P}, P' = \operatorname{Re} P$  величин  $\tilde{P}$  и P, являющихся постоянными распространения свистовых волн вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме с плазменной частотой  $\tilde{\omega}_p$  и  $\omega_p$  соответственно. Зависимости величин p' и p'' от  $v_e$  изображены на рис. 2 для  $\omega/\omega_{\rm H} = 0.083$  (значения

зависимости величин *p* и *p* от  $V_e$  изооражены на рис. 2 для  $\omega/\omega_{\rm H} = 0.085$  (значения остальных параметров прежние; обозначения те же, что и на рис. 1).

Из выполненных расчетов следует, что для сильнозатухающих мод имеет место соотношение  $p''/p' \approx v_e/\omega$ , при этом в отдельных компонентах полей таких мод преобладает мелкомасштабная квазиэлектростатическая составляющая, имеющая объёмный характер. Для слабозатухающих мод мнимая часть поперечного волнового числа этой составляющей оказывается весьма значительной (на рис.1 штрих-

пунктирные линии соответствуют приближению, отвечающему стремлению указанной мнимой части к бесконечности), так что квазиэлектростатическая часть их поля имеет поверхностный характер. В результате поле слабозатухающих мод в приосевой части канала определяется крупномасштабной (геликонной) составляющей, а для их постоянных распространения и постоянных затухания выполняется соотношение  $v_e / (2\omega_{\rm H}) < p''/p' << v_e / \omega$ . Отмеченные особенности поведения мод сохраняются и в случае радиально-неоднородного дакта.



Таким образом, наличие сравнительно малых диссипативных потерь, обусловленных электронными соударениями в плазменной среде, может приводить к существенным изменениям дисперсионных характеристик и структуры поля свистовых мод, направляемых дактами с повышенной плотностью, по сравнению со случаем бесстолкновительной плазмы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07–02–00436) и Совета при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (проект № НШ–1087.2006.2).

 Helliwell R.A. //Modern Radio Science 1993 /Ed. by H. Matsumoto. New York: Oxford University Press, 1993. P.189. [2] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. Amsterdam: Gordon and Breach, 1999. 288 p.

## О РОЛИ ЛЕГКИХ ИОНОВ И ОБЛАЧНЫХ ЧАСТИЦ В ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ГРОЗОВОГО ОБЛАКА

#### А.А. Евтушенко

#### Институт прикладной физики РАН

В статье предложена численная модель формирования слоя положительного заряда в окрестности нулевой изотермы и нижележащего слоя положительного заряда в результате зарядки частиц при таянии. Были исследованы индукционные и безындукционные механизмы электризации частиц. Особое внимание было уделено роли легких ионов в образовании слоев электрического заряда.

Измерения, проведенные в последнее десятилетие, обнаруживают существование грозовых систем, состоящих из многих грозовых ячеек и характеризующихся необычной структурой электрических слоев [1]. При этом горизонтальные размеры таких систем составляют несколько сотен километров, что на порядок больше размера обычной грозовой ячейки. Они состоят из относительно небольшой конвективной области, характеризующейся значительными скоростями восходящих воздушных потоков, и значительной области стратификации, со скоростями воздушного потока не более 2 м/с. При этом в области стратификации формируются значительные слои электрического заряда, существующие длительное время. Разделение

зарядов происходит на высоте нулевой изотермы (примерно 4 км) и на высоте температуры реверса (около 5,5–6 км). В первом случае разделение зарядов связано с эффектами, сопровождающими процесс таяния, хотя в этом вопросе нет единого мнения [2], во втором – с безындукционной зарядкой при столкновении ледяных агрегатов.

В работе исследуются вопросы генерации электрического поля и слоев электрического заряда. Предложена система уравнений квазигидродинамики для электрического



Рис. 1. Профиль электрического поля

поля, зарядов и концентраций облачных частиц и легких аэронов воздуха, которая при разумных предположениях о характере электризации при таянии облачных частиц имеет достаточно простые решения, описывающие структуру и динамику пространственно разделенных областей электрического заряда в облаке. На рис. 1 показана структура



Рис. 2. Профили плотности тока (2000 с): 1 – ток тяжелых частиц, 2 – ток легких аэроионов, 3 – общий ток

электрического поля, формирующегося за 2000 с. Формируются поля напряженностью до 60–80 кВ/м, что соответствует экспериментальным данным [3].

В работе последовательно учитывается роль легких аэроионов. Прилипание к облачным частицам и частицам осадков происходит в зависимости от электрического заряда и от поляризации.

На рис. 2 показана возможность образования экранирующих слоев из легких аэроионов при определенных скоростях воздушных потоков, когда на некоторых

высотах идет активное прилипание аэроионов одного знака, а аэроионы другого знака выносятся воздушным потоком.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-02-01342, программы РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы».

- [1] Stolzenburg M., Marshall T., Rust D., Smull B. // Mon. Weather Rev. 1994. V.1228.
   P.1777.
- [2] Mareev E.A., Evtushenko A.A., Yashunin S.A. // Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges /Ed.: M. Fullekrug, E. Mareev, M. Rycroft. NATO Science Series. Springer, 2006. V. 225. P. 313-340.
- [3] Mo Q., Detwiler A.G., Hallet J., Black R. // J. Geophys. Res. 2003. V.108. No.D7. P.4225. doi:10:1029/2001JD001140.

## МИКРОВОЛНОВОЕ ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ СТРАТОСФЕРЫ

#### Д.А. Караштин, Д.Н. Мухин, Н.К. Скалыга, Л.И. Федосеев, А.М. Фейгин, А.А. Швецов

Институт прикладной физики РАН

Высотный профиль температуры является одной из важнейших характеристик, определяющих протекание физических и химических процессов в атмосфере Земли. Знание температурного профиля требуется, в частности, для восстановления из данных дистанционного микроволнового зондирования атмосферы профилей концентраций малых газовых составляющих, в том числе вертикальной структуры озонового слоя.

Наземное зондирование профиля температуры атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн основано, с одной стороны, на высокой стабильности профиля концентрации молекулярного кислорода в атмосфере и зависимости характеристик его линий поглощения в этом диапазоне от температуры и, с другой стороны, на возможности создания в миллиметровом диапазоне достаточно высокочувствительных приемников.

Актуальность развития наземных методов термического зондирования стратосферы, где в основном и расположен озоновый слой, обусловлена необходимостью повышения пространственно-временного разрешения данной характеристики средней атмосферы, которое не может быть обеспечено существующими спутниковыми системами, а также необходимостью снижения стоимости эксперимента.

Принципиальная возможность измерения высотного профиля температуры атмосферы по спектру ее яркостной температуры обсуждалась и ранее, но в последнее время были уточнены характеристики миллиметровых спин-вращательных линий поглощения молекулярного кислорода и методы расчета коэффициентов поглощения в атмосфере, а также разработаны новые методы решения некорректной обратной задачи восстановления параметров модели атмосферы по ее яркостной температуре, что обусловило возможность выполнения данной работы.

Выбор слабых линий молекулярного кислорода, лежащих на склоне шестимиллиметровой полосы поглощения, обусловлен сравнительно небольшим (порядка 1 непера) тропосферным поглощением на этих частотах, что позволяет осуществить термическое зондирование средней атмосферы с поверхности Земли. Это открывает принципиальную возможность определения температур высоких слоев, составляющих стратосферу и нижнюю часть мезосферы, по спектру яркостной температуры принимаемого излучения.

В первой части работы решена так называемая прямая задача – по среднесезонным (модельным) параметрам атмосферы (распределениям температуры, давления и влажности) рассчитан спектр яркостной температуры атмосферы в пределах выбранных линий. На конкретных примерах показана его зависимость от высотного профиля термодинамической температуры средней атмосферы. Сделан вывод о возможности восстановления температурного профиля стратосферы и нижней мезосферы. Также показано, что вариации профиля температуры нижних слоев атмосферы вносят в яркостную температуру выбранных линий поглощения молекулярного кислорода изменения, не зависящие от частоты, то есть высотный профиль тропосферы не может быть восстановлен.

Вторая часть работы посвящена создаваемой установке для регистрации миллиметрового спектра яркостной температуры атмосферы. Данная установка будет включать в себя антенную систему (параболическую антенну с рупорным облучателем), приемник (радиометр супергетеродинного типа), анализатор спектра и систему сбора и обработки данных. Теоретически возможные и уже существующие варианты рассмотрены в работе. Оценены ошибки, вносимые аппаратурой в измеренный спектр яркостной температуры атмосферы. Показано, что при реализуемых значениях параметров системы влияние аппаратурных ошибок на спектр принимаемого сигнала много меньше изменений, обусловленных вариациями высотного профиля температуры стратосферы, который необходимо восстанавливать.

В последней части работы рассмотрен байесов подход к решению некорректной обратной задачи восстановления профиля термодинамической температуры по спектру яркостной температуры атмосферы. Этот подход основан на вероятностном формализме, он учитывает априорную информацию о шуме (его плотности вероятности), присутствующем в измеренном спектре, и, в качестве регуляризации, необходимой для решения некорректной обратной задачи, – априорной информации о профиле температуры. В результате применения байесова подхода отыскивается апостериорная (учитывающая результат измерений) плотность вероятности для параметров функции, задающей высотный профиль температуры. Далее может быть найден наиболее вероятный профиль и доверительный интервал, в котором профиль лежит с заданной вероятностью. Показано, что точность применяемого метода позволяет восстановить профиль термодинамической температуры атмосферы в интервале высот от 20 до 60–65 км.

На основе результатов данной работы в ближайшее время планируется провести пробный эксперимент по восстановлению высотного профиля термодинамической температуры атмосферы по миллиметровому спектру ее яркостной температуры, измеренному с поверхности Земли.

## ПЕРЕНОС РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД

#### М.А. Гарасёв, Е.В. Деришев, Вл.В. Кочаровский

## Институт прикладной физики РАН

Сильные магнитные поля нейтронных звёзд  $(10^{11}-10^{14} \, \Gamma c)$  могут оказывать существенное влияние на структуру плазменной оболочки таких объектов. В частности, в линии циклотронного резонанса сила давления излучения может быть сравнима с силой тяжести, что может приводить к истечению вещества из атмосферы звезды. Для выяснения условий, при которых такие процессы возможны, необходим анализ соответствующих уравнений переноса излучения.

В магнитных полях, характерных для нейтронных звёзд, поляризация вакуума оказывает существенное влияние на распространение электромагнитных волн в магнитоактивной плазме. Коэффициент поглощения обыкновенной волны в таких условиях может стать сравнимым с коэффициентом поглощения необыкновенной волны, что приводит к необходимости анализа переноса излучения совместно в двух нормальных модах. Кроме того, диффузия фотонов по частоте, связанная с конечной шириной резонансной линии, а также с релятивистскими эффектами, может приводить к существенной трансформации спектра. Резонансное условие взаимодействия фотона и электрона в магнитном поле имеет вид

$$\frac{\hbar\omega}{mc^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{P}{mc}\right)^2} = \sqrt{1 + 2\frac{\hbar\omega_B}{mc^2} + \left(\frac{P}{mc} + \frac{\hbar\omega}{mc^2}\cos\theta\right)^2},$$

где  $\omega$ - частота фотона,  $\omega_B$  – гирочастота,  $\hbar$  – постоянная Планка, c – скорость света, m – масса электрона,  $\theta$  – угол между направлением распространения фотона и внешним магнитным полем, P – импульс электрона. Из представленного условия видно, что фотон находится в резонансе с двумя группами электронов. Данный факт приводит к возможности ухода излучения из линии в результате рассеяния фотона на «быстром» электроне, который движется со скоростью, превышающей характерную для данной среды тепловую скорость. Как показывают оценки, сделанные в работе, этот процесс определяет скорость выхода фотонов из линии.

В работе получены уравнения переноса электромагнитных волн в замагниченной плазме с учётом влияния поляризации вакуума и процессов диффузии излучения по частоте. Получены численные решения уравнений переноса в окрестности электронного циклотронного резонанса методом Монте-Карло.

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МОЩНОГО ДИСКОВОГО Yb: YAG ЛАЗЕРНОГО УСИЛИТЕЛЯ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

#### Е.А. Перевезенцев

#### Нижегородский госуниверситет

Для построения мощного усилителя предлагается использовать кристалл Yb:YAG в форме тонкого диска, помещенный в криогенную камеру. При расчетах необходимо учитывать: эффект насыщения, спонтанное излучение на рабочем пе-

реходе, периодические граничные условия для получения импульсно-периодического усилителя, а также ширину линии поглощения и спектр накачки (форму, ширину, центральную частоту).

В рассматриваемой задаче накачка с интенсивностью  $I(0,t)=I_0=const$ , непрерывная или длительностью  $t_0$  (кратной периоду лазера T, рис. 1), но фиксированной средней мощностью  $P_0$  падает на четырехуроневую систему (уровни номеруются с 0 по 3). Длина



кристалла *L*. На эту систему с периодом *T* падает короткий усиливаемый лазерный импульс. Изменение инверсии населенностей на рабочем переходе  $\Delta N(z_{(t)},t)$  во времени в любой конкретной точке данной системы качественно представлено на рис. 1, *z* – продольная координата. В работе рассматриваются упрощенные прибли-

женные граничные условия: считается, что при прохождении усиливаемого импульса населенность уменьшается в *h* раз.

Решая систему ДУ для инверсии и интенсивности монохроматического излучения накачки, удобно находить величину  $N(z,t) = \frac{1}{z} \int_{0}^{z} \Delta N(\xi,t) d\xi$ . Система реша-

ется аналитически, если пренебречь спонтанным излучением или эффектом насыщения. Но в ряде случаев можно произвести разложение по малому параметру  $\sigma\Delta N(z,t)z <<1$ , где  $\sigma$  – сечение поглощения накачки. При этом существует аналитическое решение с частичным учетом насыщения. Набор решений для случая одного



прохода можно представить в виде таблицы (первый индекс – число проходов). Для случая двух проходов аналитически нельзя найти  $N_{2i}(z,t)$ . Но при z=L решения для одного и двух проходов совпадают с точностью до замены  $\sigma \rightarrow 2 \sigma$ ,  $I_S \rightarrow I_S/2$ , где  $I_S$  – интенсивность насыщения перехода накачки. Поэтому можно найти  $N_{2i}(L,t)$ .

Для оценок полученных результатов выберем следующие значения параметров задачи. Диаметр активного элемента d=0.6; 0.7; 0.8 см. Концентрация атомов Yb в кристалле YAG  $N_0$ = 7.5; 10; 15%. 1% соответствует 1.38·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>. Время жизни на втором уровне  $\tau_2$ = $\tau$ =10<sup>-3</sup> c. T= $\tau$ ,  $t_0$ =T; T/2; T/4. L=0.06 см,

*σ*=1.7·10<sup>-20</sup> см<sup>2</sup> при температуре 75<sup>0</sup>К [1].

Для нахождения области применимости полученных решений будем сравнивать  $N_{21}(L,t_0)$  с  $N_2(L,t_0)$  (область  $2\sigma N_2(z,t)z^{<<1}$ );  $N_{21i}(L,t_0)$ ,  $N_{21i}(L,t_0)$  и  $N_{210}(L,t_0)$  с  $N_{21}(L,t_0)$ , а  $N_{2i}(L,t_0)$  с  $N_2(L,t_0)$ . Критерием будет служить отличие величин не более чем на 5%.

Рассмотрим получившиеся области на плоскости  $(i=I_0/I_s; T/\tau)$  при заданном значении  $2\sigma N_0 L=2.815$  ( $N_0=10\%$ ) (рис. 2). Слева от штрихпунктирной линии можно пользоваться  $N_{21}(z,t)$ ; пунктирной, пока она левее штрихпунктирной,  $-N_{21i}(z,t)$ ; кривой из точек  $-N_{21i}(z,t)$ ; кривой из крестов  $-N_{210}(z,t)$ . Выше сплошной кривой можно пользоваться  $N_{2i}(z,t)$ . Параметр  $2\sigma N_2(z,t)z$  меняется вдоль штрихпунктирной кривой в пределах  $1.24 \div 1.37$ , то есть ошибка из-за неточного разложения мала не только при малых значениях параметра.

Спонтанное из-	Учитывается	Не учитывается
Насыщение		
Учитывается	точное решение, $N_1$	решение без учета спон-
	(численное)	танного излучения, N <sub>1i</sub>
Учитывается при-	приближенное решение с	приближенное решение
ближенно (разложе-	учетом накачки, насыщения и	с учетом накачки и на-
ние по $\sigma \Delta N(z,t)z <<1$ )	спонтанного излучения, N <sub>11</sub>	сыщения, N <sub>11i</sub>
Не учитывается	решение без учета насыще-	решение с учетом толь-
	ния, N <sub>11t</sub>	ко накачки, N <sub>110</sub>

Построив решения для  $N_2$ , а также величину перешедшей в тепло энергии и энергии, запасенной на рабочем переходе, можно увидеть, что уменьшение  $t_0$  приводит к увеличению запасаемой энергии, но не пропорционально пиковой интенсивности. Также с увеличением концентрации Yb энергии запасается не намного больше, а распределения инверсии и энергии, превращаемой в тепло внутри кристалла, становятся очень неравномерными.

Учет влияния контуров линий накачки и поглощения производим с помощью экспериментальной зависимости  $\sigma(\lambda)$ , где  $\lambda$  – длина волны [1]. Контур линии накачки считаем гауссовым с шириной 2.5, 5 или 7.5 нм. Оказывается, что связанное с этим уменьшение количества запасенной энергии на рабочем переходе для нашей задачи на порядок больше, чем из-за эффекта насыщения.

 Brown D.C., Cone R.L., Sun Y., Eguall R.W. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2005. V.11, No.3. P. 604.

## ДИАГНОСТИКА СТЕПЕНИ НЕОДНОРОДНОСТИ КИПЯЩЕГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ НА ОТРЕЗКЕ ДВУХПРОВОДНОЙ ЛИНИИ

И.В. Николаев<sup>1)</sup>, Д.В. Янин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

Кипящий слой – это сыпучий материал, взвешенный в проходящем через него потоке газа или жидкости. Неоднородность структуры кипящего слоя, и в первую очередь локальной плотности, существенно влияет на технологические процессы, например на реакции в газе, продуваемом через катализатор.

В настоящей работе изучаются возможности резонансного СВЧ-зонда на отрезке двухпроводной линии применительно к диагностике степени неоднородности (плотности) кипящего слоя и его динамики во времени.



Резонансная измерительная система схематически изображена на рис. 1. Зонд представляет собой СВЧ-резонатор 1 в виде четьвертьволнового отрезка двухпроводной линии, выполненного из провода нержавеющей стали диаметром 2 мм, который крепится к металлическому экрану 2 при помощи керамических шайб 3. Возбуждение резонатора и приём его отклика осуществлялись при помощи петель магнитной связи 4 и 5

диаметром 10 мм, расположенных в металлическом экране. Зонд взаимодействовал с исследуемой средой измерительной частью резонатора 6 длиной 30 мм. Собственная частота резонансной системы  $\omega_0$ =860 МГц, добротность  $Q_0$ =150. Наличие вещества с отличной от единицы диэлектрической проницаемостью в области квазистатического поля измерительной части резонатора приводит к смещению резонансной частоты и изменению добротности резонатора.

При выполнении условия  $s\sqrt{\varepsilon} \ll l$  (s – длина измерительной части резонатора,  $\varepsilon$  – комплексная диэлектрическая проницаемость среды, l – полная длина резонатора), следуя работе [2], можно получить связь между плотностью  $\rho$  сыпучего материала и величиной частотного сдвига датчика:

$$\Delta \omega = -\alpha \, \frac{1}{\pi} \frac{\omega_0}{w} \rho \, ,$$

где *w* – волновое сопротивление двухпроводной линии.

Наличие случайной нестационарной компоненты плотности среды  $\delta\rho(t)$  вызывает изменение резонансной частоты зонда (резонансная кривая "дрожит"). Для фиксированной частоты  $\omega$  на склоне резонансной кривой вариации  $\omega_{res}$  приводят к появлению амплитудной модуляции сигнала. Связь переменной амплитуды сигнала  $\delta U_{res}(t)$  в приёмной коаксиальной линии с величиной плотности кипящего слоя в окрестности измерительной части резонатора выражается определенными соотношениями.

Для случая однородного кипящего слоя, где нестационарная компонента плотности  $\delta\rho(t)$  мала по сравнению со средней во времени плотностью  $\overline{\rho}$ , оптимален выбор рабочей точки на резонансной кривой в области её наибольшей крутизны, при этом  $\delta U_{res}(t)$  оказывается связанной с  $\delta\rho(t)$  простой аналитической зависимостью:

$$\frac{\delta U_{res}(t)}{\max(U_{res})} \approx 2Q \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_{res}}\right) \frac{\delta \rho(t)}{\overline{\rho}}$$

где *Q* – добротность системы в кипящем слое.

Предлагаемая методика позволяет определять параметры возмущений, длительность которых  $\tau$  больше характерного времени отклика резонансной системы на изменение параметров среды:

$$\tau > \frac{Q}{\omega_{res}} \approx 3.10^{-8} \,\mathrm{c}.$$

Оценки показывают, что датчик может регистрировать относительные колеба-



ния плотности кипящего слоя  $\delta \rho / \rho$  от 1 до значения  $10^{-6}$ . На рис. 2 приведена характерная осциллограмма величины пульсации относительной плотности кипящего слоя в поперечном сечении кварцевого цилиндра. Выходной сигнал пульсирует около среднего значения, соответствующего средней плотности кипящего

слоя  $\overline{\rho}/\rho_0 \approx 0.8 (\rho_0 - \text{собственная плотность порошка}).$ 

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-08-50020-а, в рамках государственного контракта №02.512.11.2023.

- [1] Аэров М.Э., Тодес О.М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. М.: Химия, 1968. 512 с.
- [2] Stenzel R.L. // Rev. Sci. Instrum. 1976. V.47, No.5. P. 603.

## БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ СВЧ-ДИАГНОСТИКА СРЕД С НЕОДНОРОДНЫМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

#### М.А. Кострова<sup>1)</sup>, Д.В. Янин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

В настоящей работе изучаются возможности ближнепольного зондирования применительно к исследованию сред с неоднородными электродинамическими характеристиками без нарушения их целостности на примере резонансного датчика на отрезке двухпроводной линии. Стоит отметить, что такие измерительные системы (СВЧ-зонд) успешно применяются для диагностики низко-

температурной плазмы [1].

Зонд представляет собой СВЧ-резонатор в виде четвертьволнового отрезка двухпроводной линии, замкнутого с одной стороны и разомкнутого с другой, выполненного из медного провода диаметром 0.8 мм. Возбуждение резонатора и прием его отклика осуществляется с помощью петель магнитной связи диаметром 10 мм



(рис. 1). Датчик взаимодействовал с исследуемым объектом измерительной частью длиной 10 мм, находящейся в максимуме электрического поля. Собственная частота зонда 860 МГц, добротность резонансной системы 150. Максимальная глубина зондирования системы совпадает с расстоянием между проводами резонатора.

При выполнении условия  $s\sqrt{\varepsilon} \ll l$  (s – длина измерительной части резонатора,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, l – полная длина резонатора) контакт датчика с поверхностью исследуемой среды эквивалентен появлению на разомкнутом конце резонатора нагрузки с адмитансом  $Y_x$ , малым по сравнению с обратным значением волнового сопротивления  $\rho$  двухпроводной линии [2]. Анализируя систему телеграфных уравнений для тока и напряжения в двухпроводной линии, можно получить связь между электродинамическими характеристиками среды и параметрами резонансной кривой

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{d}{l}(\varepsilon - 1) \ \sigma = \frac{\omega_0(1 - d)}{4\pi d} \frac{Q - Q_0}{QQ_0}$$

где  $f_0$  и  $Q_0$  соответственно собственная частота и добротность резонатора.

Проверка возможностей предлагаемой ближнепольной диагностики по обнаружению локализованных в пространстве неоднородностей рассматривалась на примере воздушной полости в однородном диэлектрике с  $\mathcal{E}=2$  (тефлон). Полость имела высоту 3 мм и находилась на глубине 3 мм, что соответствует половине критической глубины. Длина неоднородности *L* менялась в пределах от 1 мм до 15 мм. Расстояние между проводами двухпроводной линии d=6 мм.

Зонд перемещался параллельно плоской поверхности тефлона, и фиксировалась величина сдвига резонансной частоты в зависимости от положения середины измерительной части резонатора. График сдвига резонансной частоты  $\varDelta$  от координаты зонда *z* для полости длиной 15 мм изображён на рис. 2.

В момент, когда измерительная часть датчика заходит в область не-



однородности, резонансная частота начинает сдвигаться; когда же зонд целиком находится над участком неоднородности, резонансная частота перестаёт изменяться. Такой характер поведения резонансной характеристики позволяет определить длину неоднородности.

Таким образом, на примере воздушной полости в однородном диэлектрике продемонстрированы возможности ближнепольного зондирования применительно к обнаружению локализованных неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-08-50020-а, в рамках го-сударственного контракта № 02.512.11.2023.

[1] Stenzel R.L. // Rev. Sci. Instrum. 1976. V.47, No.5. P. 603.

[2] Костров А.В., Смирнов А.И., Янин Д.В., Стриковский А.В., Пантелеева Г.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т.69, №12. С.1716.

## АНАЛИЗ ШУМОВ СХЕМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ НА БАЗЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФИЗО

#### В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, П.А. Шилягин

#### Институт прикладной физики РАН

Спектральные методы в оптической когерентной томографии (ОКТ) [1] по сравнению с традиционными, временными [2], позволяют более полно использовать мощность излучения источника, рассеянную в объекте исследования – оптически неоднородной, мутной среде. В спектральном анализе рассеянного света это достигается при длине когерентности элемента спектрального разложения, равной глубине исследуемой области объекта. В этом методе осуществляется одновременный прием света, рассеянного со всей глубины объекта, в отличие от приема света из элементарного объема во временном, традиционном методе ОКТ. При восстановлении сигнала при помощи обратного Фурье-преобразования осуществляется когерентное сложение полезной составляющей сигнала и некогерентное – шумовой. Это позволяет реализовать существенно большую скорость получения ОКТизображений при том же динамическом диапазоне приема, что и в традиционном методе ОКТ.

Схема спектральной ОКТ, рассмотренная в работе, основана на измерительном воздушном интерферометре Физо и компенсирующем интерферометре Майкельсона. Представленная схема существенно облегчает создание приборов со сменными зондами [3], поскольку не требует компенсации дисперсии материала зонда, а также позволяет использовать интерферометр Физо с базой, превышающей глубину наблюдения. В литературе, в отличие от традиционных схем ОКТ [4, 5], отсутствует подробный анализ шумов спектральной ОКТ на базе интерферометра Физо. Настоящая работа посвящена исследованию шумовых характеристик такой системы и сравнению экспериментальных результатов с теорией.

Шумы приемной части схемы, не зависящие от способа включения, состоят из дробовых шумов  $\sqrt{\langle u_s^2 \rangle}$ , избыточных шумов  $\sqrt{\langle u_A^2 \rangle}$ , обусловленных биениями спектральных компонент, и шума опроса фотоэлемента  $\sqrt{\langle u_R^2 \rangle}$ . Шум опроса элемента не зависит ни от времени экспозиции, ни от снимаемого с фотоэлемента напряжения. Запись выражений для полезной и шумовой составляющих сигнала позволяет в явном виде оценить соотношение сигнала и шума в реальной системе при

Отметим, что при постоянных значениях величин интенсивности опорной и информативной волн отношение полезного сигнала к дробовому шуму зависит от числа принимаемых фотонов. При тех же условиях отношение полезного сигнала и избыточного шума зависит от ширины принимаемой фотоэлементом спектральной полосы  $\Delta f_e$  и времени экспозиции  $\tau$ . И если величина  $\Delta f_e$  фиксирована и задана глу-

известном уровне засветки отдельного фотоэлемента.

биной наблюдения объекта L ( $\Delta f_e = 1/L$ ), то уменьшение влияния избыточного шума возможно только за счет увеличения времени экспозиции  $\tau$ . На рис.1 приведены расчетные значения шумовых компонент для суперлюминесцентного источника света при мощности зондирующей волны 0,7 мВт и времени экспозиции 40 мкс. При такой экспозиции возможен прием 11000 вертикальных линий растра (42 кадра 256х256 точек) в секунду. В представленном случае глубины модуляции избыточным и дробовым шумом сравниваются при напряжении на фотоэлементе около 1,5 В (вблизи области его насыщения). Таким образом, в данном случае в области линейной чувствительности фотоэлемента определяющими являются дробовые шумы.

Выигрыш спектрального метода в чувствительности по отношению к традиционному (временному) реализуется при восстановлении изображения с помощью обратного Фурье-преобразования. Во время преобразования происходит когерентное суммирование полезной составляющей сигнала и некогерентное – шумовой, в результате чего отношение сигнала к шуму в данной схеме увеличивается в корень из числа фотоэлементов раз по сравнению с отношением сигнал/шум на отдельном фотоэлементе.

На рис. 2 представлен восстановленный сигнал от резкой границы (-70 dB), полученный экспериментально, и, для сравнения, полученный в теоретической модели с учетом уровня шумов системы. Совпадение результатов говорит об адекватности рассмотренной модели и полноте учета шумовых характеристик системы.



Исследования показали, что оптическая схема с использованием интерферометров Физо и Майкельсона и суперлюминесцентного источника света обладает возможностью получения ОКТ-изображений спектральным методом с высокой скоростью – свыше 30 кадров в секунду. Такая схема может стать основой для создания клинического спектрального ОКТ-прибора со сменными зондами.

- [1] Fercher A.F., Hitzenberger C.K., et al. // Opt. Commun. 1995. V.117. P.43.
- [2] Huang D., Swanson E.A., et al. // Science. 1991. V.254. P.1178.
- [3] Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., et al. // Laser Physics. 2003. V.13. P.692.
- [4] Takada E.A. // J. Quantum Electron. 1998. V.34. P.1098.
- [5] Ford E.A., Beddows E.A., et al. // J. Modern Optics. 2005. V.52. P.1965.

## ПОЛЯРИТОННЫЕ МОДЫ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ДВУМЕРНОГО БОЗЕ-КОНДЕНСАТА НЕПРЯМЫХ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

#### П.А. Калинин, Вл.В. Кочаровский

Институт прикладной физики РАН

В последнее время значительный интерес вызывает проблема взаимодействия

бозонов с самосогласованным электромагнитным полем в бозе-эйнштейновских конденсатах в различных системах. В недавних экспериментах [1, 2] в излучении конденсата непрямых экситонов, созданного в двумерных ловушках в гетероструктурах с квантовыми ямами, наблюдались интерференционные явления. Они свидетельствуют о когерентности оптических дипольных колебаний экситонов.

Подобная когерентность может быть объяснена существованием в таких ловушках, как в резонаторах, поляритонных мод, образованных согласованными колебаниями поляризации экситонов и электромагнитного поля и обладающих высокой добротностью (с учетом отражения поля от боковых сторон ловушки). Эти моды могут эффективно возбуждаться в процессе постоянной лазерной накач-



ки, поставляющей новые экситоны в конденсат, и обусловливать сфазированность колебаний поляризации и спонтанного излучения сконденсированных экситонов.

Расположенный внутри резонатора экситонный слой с толщиной, много меньшей длины волны поля, представляет собой резонансный дипольный слой, мощность которого пропорциональна приложенному электрическому полю с коэффициентом  $\gamma(\omega) \varepsilon/2\pi$ , зависящим от частоты резонансным образом и учитывающим возможный эффект действующего поля ( $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника). Для учета возможной анизотропии слоя введем различные коэффициенты продольной ( $\gamma_{\tau}$ ) и поперечной ( $\gamma_n$ ) поляризуемости слоя. Тогда граничные условия на слое для электрического поля запишутся в виде

$$\mathbf{E}_{\tau}|_{-0}^{+0} = -2\nabla_{\tau}(\gamma_{n}E_{n}), \ E_{n}|_{-0}^{+0} = -2\nabla_{\tau}\cdot(\gamma_{\tau}E_{\tau}).$$

С учетом граничных условий на высокопроводящей подложке и возможности полного внутреннего отражения от поверхности структуры получаем для ТМ-мод

(т.е. мод, в которых  $H_n=0$ ) характеристическое уравнение, связывающее волновые числа в направлениях вдоль  $(k_{\tau})$  и поперек  $(k_n)$  структуры:

 $2\gamma_{t}k_{n}^{2}sin(k_{n}h)sin(k_{n}h+\varphi)+2\gamma_{n}k_{\tau}^{2}cos(k_{n}h) \times cos(k_{n}h+\varphi)+k_{n}(\gamma_{\tau}\gamma_{n}k_{\tau}^{2}-1)sin\varphi=0.$ (1)

Здесь *h* – расстояние от слоя до подложки,  $\varphi = (\arg R)/2 - k_n H$ , *R* – известный френелевский коэффициент полного внутреннего отражения по амплитуде электрического поля от поверхности структуры (|R|=1), *H* – высота структуры (от подложки до поверхности). Условие полного внутреннего отражения накладывает ограничение  $k_n^2 < k_\tau^2 (\varepsilon - 1)$ . Частоты таких мод определяются стандартным дисперсионным соотношением в полупроводнике:  $\omega^2 \varepsilon = c^2 (k_n^2 + k_\tau^2)$ .

В общем случае уравнение (1) решалось численно. На рис. изображены полученные в изотропном случае  $\gamma_{\tau} = \gamma_n \propto 1/(\omega_*^2 - \omega^2)$  решения для параметров эксперимента [1] (h = 50 нм, H = 225 нм,  $\varepsilon = 13$ ). Внизу в увеличенном масштабе показаны области пересечения экситонных и электромагнитных ветвей для мод TM<sub>0</sub> и TM<sub>1</sub>, в которых  $k_n H \approx 1/4$  и 3/4 соответственно. Имеются аналогичные TE-моды; высшие TM- и TE-моды отсутствуют.

В частном случае  $\gamma_n=0$ , соответствующем невозможности поперечных колебаний поляризации экситонов, в предположении *R=const*, уравнение (1) легко решается аналитически для случая  $\gamma_{\tau} = A_{\tau}/(\omega_{\tau}^2 - \omega^2)$ ,  $A_{\tau}$  и  $\omega_{\tau}$  – известные характеристики экситонного слоя:

$$\left(k_{\tau}^{2} + k_{n}^{2}\right)c^{2}/\varepsilon = \omega_{\tau}^{2} - 2A_{\tau}k_{n}\frac{\sin(k_{n}h)\sin(k_{n}(h-H) + (\arg R)/2)}{\sin((\arg R)/2 - k_{n}H)}.$$
(2)

Полученные уравнения (1) и (2) позволяют рассчитать добротность мод с учетом высвечивания поля через боковую поверхность ловушки (Im  $k_{\tau} \neq 0$ ) и конечного времени релаксации поляризации экситонов (Im  $\gamma \neq 0$ ). Наивысшей добротностью обладают моды TM<sub>0</sub> и TE<sub>0</sub>, поскольку они испытывают практически полное отражение от боковой поверхности ловушки.

Анализ возбуждения этих мод в процессе индуцированного излучения поставляемых лазерной накачкой экситонов аналогичен известному в теории пучковых молекулярных мазеров. Наблюдаемая относительно узкая спектральная линия излучения экситонного конденсата (вплоть до 0.02%) и его достаточно сильная связь с электромагнитным полем, необходимая для возникновения когерентности излучения, свидетельствуют об эффективной селекции поляритонных мод. Фактически, возбуждается очень небольшое число мод, в которых отношение энергий колебаний экситонного слоя и электромагнитного поля является величиной порядка единицы. Действительно, оценивая число мод на интервале ( $k_\tau$ ,  $k_\tau$ + $dk_\tau$ ) как  $Sk_\tau dk_\tau / 2\pi$ , где S — площадь поперечного сечения резонатора, для эксперимента [1] ( $S \sim 20$  мкм<sup>2</sup>) получаем, что в пределах указанного отношения энергий от 1/e до e существует примерно 10 мод. Те из них, которые обладают наибольшей амплитудой, и определяют крупномасштабную когерентность излучения Бозе-конденсата.

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

[2] Yang S., Hammack A.T., Fogler M.M., Butov L.V., Gossard A.C. // Phys. Rev. Lett. 2006. V.97. P.187402.

## ВЫРОЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ АНИЗОТРОПНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

## Н.В. Ильин<sup>1)</sup>, А.И. Смирнов<sup>1)</sup>, И.Г. Кондратьев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт прикладной физики РАН <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

Изготовлению и изучению искусственных сред с необычными электродинамическими параметрами в микроволновом, терагерцовом и оптическом частотном диапазонах – метаматериалов – в последнее время посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Такие метаматериалы, как правило, анизотропны и характеризуются тензорами эффективных магнитных и диэлектрических проницаемостей, отдельные компоненты которых могут принимать отрицательные значения. В данной работе изучаются поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы анизотропный метаматериал – вакуум.

Рассмотрим среду, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости которой имеют вид:

$$\overline{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel} \end{vmatrix}, \quad \overline{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{xx} = \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} = \mu_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} = \mu_{\parallel} \end{vmatrix}.$$
(1)

Современные метаматериалы создаются на основе резонансных элементов, и многим из них характерна следующая частотная зависимость:

$$\varepsilon_{\perp,\parallel} = 1 - \frac{\omega_{p\perp,\parallel}^2}{\omega^2 - \omega_{\varepsilon\perp,\parallel}^2}, \quad \mu_{\perp,\parallel} = 1 - \frac{\omega_{m\perp,\parallel}^2}{\omega^2 - \omega_{\mu\perp,\parallel}^2}, \tag{2}$$

где частоты  $\omega_{p\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{\varepsilon\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{m\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{\mu\perp,\parallel}$  определяются технологическим дизайном элементарной ячейки метаматериала, а  $\omega$  – частота процесса.

Пусть граница раздела лежит в плоскости x = 0: при x > 0 – метаматериал, при x < 0 – вакуум. Волна бежит вдоль оси z. Записывая соответствующие компоненты полей и выполняя граничные условия, нетрудно получить дисперсионные уравнения:

для ТМ-волны: 
$$\sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = -\frac{1}{\varepsilon_{\parallel}} \sqrt{\varepsilon_{\parallel} \left( \frac{h^2}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{\parallel} \right)},$$
 (3a)

для ТЕ-волны: 
$$\sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = -\frac{1}{\mu_{\parallel}} \sqrt{\mu_{\parallel} \left(\frac{h^2}{\mu_{\perp}} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\parallel}\right)}.$$
 (3b)

Из (3) вытекает, что истинная поверхностная волна ТМ-типа (ТЕ-типа) существует только при отрицательных значениях  $\varepsilon_{\parallel}(\mu_{\parallel})$ , в диапазоне от  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = 1$  ( $\mu_{\parallel}\mu_{\perp} = 1$ ) до  $\mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = 1$  ( $\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp} = 1$ ). Если же на одной и той же частоте эти условия выполняются одновременно, то возможно существование поверхностных волн с любым значением замедления, правда, их групповые скорости обращаются при этом в ноль и они не переносят энергии вдоль *z*-направления. В [1] было предложено создавать на этом эффекте так называемые "совершенные" линзы (с пределом разрешения значительно меньше дифракционного). Любая медленная пространственная гармоника излучателя при прохождении такой линзы резонансно возбуждает синхронные с ними поверхностные волны, которые и обеспечивают перенос "совершенного" изображения.

На рис. 1 приведены зависимости замедления  $h/k_0$  от относительной отстройки частоты  $\delta \omega = \omega/\omega_p$  для поверхностных волн в случае изотропного метаматериала, когда:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \mu = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_m^2}, \tag{4}$$

при изменении параметра  $\omega_m$ :

$$\left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_1 = 0.4, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_2 = 0.5, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_3 = 0.6, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_4 = 0.7, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_5 = 0.8$$

Резонансные частоты для магнитной проницаемости (1, 2, 3, 4, 5) подобраны таким образом, чтобы пройти различные области выполнения условий  $\varepsilon = -1$ ,  $\mu = -1$ ,  $\varepsilon \mu = 1$ , причем третье значение выполняет условие  $\varepsilon = -1$  и  $\mu = -1$  одновременно, на одной и той же частоте.



Рис. 1. Дисперсионные зависимости поверхностных ТМ- и ТЕ-волн на границе раздела «вакуум–метаматериал» (ТМ-волны – толстая сплошная линия, ТЕ-волны – толстая пунктирная линия) при пяти разных значениях частоты  $\omega_m$ 

Таким образом, в данной работе проанализированы дисперсионные свойства поверхностных волн вдоль границы раздела метаматериала и вакуума. Исследована ситуация вырождения таких волн, когда значению частоты соответствует бесконечное количество волн с любым значением замедления.

[1] Pendry J.B. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 24907.

## АВТОКОЛЕБАНИЯ ВСПЛЫВАЮЩЕЙ СТРУИ В ЖИДКОСТИ С ТЕРМОКЛИННОЙ СТРАТИФИКАЦИЕЙ

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

Институт прикладной физики РАН

Одним из важных источников антропогенного воздействия на прибрежные акватории является сброс сточных вод. Изучение процессов, связанных с этим воздействием, в настоящее время производится контактными методами в натурных условиях, с использованием аэрокосмических дистанционных методов, а также с помощью математического моделирования динамики затопленных турбулентных струй. Одним из возможных механизмов поверхностного проявления глубоководного сброса является генерация внутренних волн.

В большом термостратифицированном бассейне ( $20 \text{ м} \times 4 \text{ м} \times 2 \text{ м}$ ) ИПФ РАН была проведена серия экспериментов, моделирующая сброс сточных вод в бухте Мамала (г. Гонолулу). Спиртовой раствор плотностью 0.93 г/см<sup>3</sup> вытекал со скоростью 0.3–1.9 м/с из отверстий диаметром *d*=0.3 см. Образующиеся при этом струи тормозились термоклином, а затем распространялись вдоль него. На достаточном удалении от диффузора (1.3–4 м) наблюдались интенсивные колебания температуры. Были построены спектры изотерм, соответствующих температурам внутри пикноклина. Установлено, что при скоростях истечения, превышающих 70 см/с, на всех спектрах имеются достаточно выраженные пики на частотах ниже максимальной частоты плавучести, что соответствует области распространения внутренних волн. Зависимость амплитуды колебаний от управляющего параметра (число Фруда) хорошо аппроксимируется стационарным решением уравнения Гинзбурга–Ландау [1], а это позволяет сделать предположение о том, что наблюдаются автоколебания [2].

Для объяснения возникновения автоколебательного режима была выдвинута следующая гипотеза. Известно [3], что необходимым условием существования автоколебаний в струйных пространственно развивающихся (непараллельных) течениях является наличие абсолютной неустойчивости на конечном участке вдоль струи. В свою очередь, на появление абсолютной неустойчивости оказывают влияние два фактора: наличие противотока и разность плотностей струи и окружающей жидкости. Для детального исследования поведения струи был проведен эксперимент в малом бассейне с солевой стратификацией. Эксперимент показал, что в области столкновения струи с пикноклином имеется существенный противоток, который может стать причиной возникновения автоколебаний.

При помощи методики PIV (Particle Image Velocimetry – метод, который базируется на кросскорреляционной обработке видеоизображений и позволяет определять скорость в любой точке исследуемого течения, [5]) были измерены поле скоростей струи и ее средний профиль скорости при нескольких значениях продольной (сопутствующей струе) координаты. Анализ непараллельных течений обычно проводится следующим образом: течение разбивается на части, каждая из которых считается квазипараллельной, и далее для них используется метод нормальных мод. Для каждого выделенного профиля средней скорости струи находится дисперсионное соотношение  $D(\omega, k; x) = 0$ . Считая  $\omega$  и k комплексными, можно установить характер неустойчивости данного отрезка течения (конвективная или абсолютная). Для этого используется критерий Бриггса [4], который формулируется следующим образом. Вид неустойчивости зависит от знака мнимой части абсолютной частоты  $\omega_0$ , которая определяется из соотношения  $\frac{d\omega}{dk} = 0$ . Если Im  $\omega_0 > 0$ , то неустойчивоети

вость является абсолютной, в противном случае – конвективной. Этот критерий дополняется еще одним требованием: точка ветвления  $\omega_0$  должна возникать в результате слияния двух мод, одна из которых образовалась выше по течению, а другая – ниже. Математически это означает, что для достаточно больших Im  $\omega_0$ ветви  $k^+(\omega)$  и  $k^-(\omega)$  на комплексной плоскости (Re k, Im k) должны находиться по разные стороны от действительной оси Re k.

Задача состояла в том, чтобы выяснить, существует ли в рассматриваемом течении область абсолютной неустойчивости. На данном этапе рассматривались аппроксимации реальных профилей двумя различными способами. Плотность жидкости внутри струи считалась равной плотности окружающей жидкости.

Сначала рассматривалась аппроксимация профиля скорости, при которой средняя скорость внутри струи и скорость противотока считались постоянными. Было установлено, что в этом случае наиболее неустойчивой является осесимметричная мода, и для нее были получены несколько значений абсолютной частоты в зависимости от расстояния вдоль распространения струи. Выяснилось, что существует конечная область, где Im  $\omega_0$ >0. Сделаны оценки возможной частоты автоколебаний  $f \sim 0.15$  Гц.

Затем профиль средней скорости аппроксимировался функцией вида:  $y = \alpha th(\beta(x-1)) + \gamma$ . Наиболее неустойчивой снова оказалась осесимметричная мода. Основное отличие от предыдущего случая состояло в том, что теперь в интересующей нас области комплексной плоскости (Re k, Im k) находятся две седловые точки. Для аппроксимации гиперболическим тангенсом тоже получена область с Im  $\omega_0 > 0$ , а также сделаны оценки возможной частоты автоколебаний *f*~0.08 Гц. Частота колебаний, полученная в эксперименте,  $f_0 = 0.1$  Гц, что неплохо согласуется с теоретическими оценками.

Проведенные теоретические расчеты для двух аппроксимаций профиля скорости показали, что в рассмотренной системе возможны автоколебания.

- Разработка моделей проявления заглубленной струи сточных вод на поверхности моря. Отчет о научно-исследовательской работе по договору 47-7. Н.Новгород: ИПФ РАН, 2007.
- [2] Stuart J.T. // J. Fluid Mech. 1958. V.4. P.1.
- [3] Monkewitz P.A. // Eur. J. Mech. B/Fluids, 1993. V.9, No.5. P.395.
- [4] Briggs R.J. Electron-stream interaction with plasmas. 1964.
- [5] Сергеев Д.А. Лабораторное моделирование течений в толще и на поверхности океана с использованием цифровой велосиметрии: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Н.Новгород.