

С о д е р ж а н и е

Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. Поверхностные волны в структурах плазма-металл (Обзор)	335
Ерухимов П. М., Иванов В. А., Костромин В. Д., Максимов В. С., Митяков Н. А., Розанов С. В., Рябова Н. В., Урядов В. П., Шумаев В. В. Управление волноводным распространением коротких радиоволн за счет модификации ионосферы мощным радиоизлучением	390
Кулижский А. В., Тинин М. В. Средняя интенсивность луча Педерсена в случайно-неоднородной ионосфере	398
Езерский А. Б., Временная перемежаемость хаоса параметрически возбуждаемой капиллярной ряби. I	404
Потехин А. Ю. Флуктуации интенсивности при распространении света в системе крупных рассеивателей. II. Многократное рассеяние	412
Городничев Е. Е., Rogozкин Д. Б. Когерентное усиление обратного рассеяния импульсного светового сигнала от слоя неупорядоченной среды	429
Зорин А. Ю., Смирнов И. П., Хилько А. И. Энергетические характеристики каналов связи точек неоднородной среды	443

Краткие сообщения и письма в редакцию

Дмитриев М. Д., Якимов А. В. Влияние технологии на низкочастотные шумы кремниевых ДБШ	456
Троицкий А. В. Радиометрическое определение скорости и направления ветра в пограничном слое атмосферы	459

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

С. Я. БРАУДЕ, А. В. ГАПОНОВ-ТРЕХОВ, В. Л. ГИНЗБУРГ (главный редактор), Л. М. ЕРУХИМОВ (зам. главного редактора), В. В. ЖЕЛЕЗНЧКОВ, В. А. ЗВЕРЕВ, Ю. Л. КЛИМОНТОВИЧ, А. Н. КОНДРАТЕНКО, Ю. А. КРАВЦОВ, В. Н. КРАСИЛЬНИКОВ, А. Н. МАЛАХОВ, В. В. НИКОЛЬСКИЙ, В. Ю. ПЕТРУНЬКИН, В. М. ПОЛЯКОВ, А. А. СЕМЕНОВ, С. А. ТАГЕР, В. И. ТАЛАНОВ

Ответственный секретарь редакции К. Б. МУРАШКИНА

Формат 70x108/16. Офсетная бумага. Офсетная печать.
Усл. печ. л. 11, 55. Усл. кр. -отт. 11, 55. Уч. -изд. л. 13, 90
Тираж 730 экз. Заказ 1135. Цена 25 р. 00 к.

Адрес редакции: 603600, Нижний Новгород,
ул. Большая Печерская, 25.
Научно-исследовательский радиофизический институт,
редакция журнала "Известия вузов. Радиофизика". Телефон 36-01-71

Отпечатано с готового набора

Межвузовская типография
при Нижегородском государственном университете
603600, Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37.

© "Известия высших учебных заведений. Радиофизика", 1993

УДК 533.951

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В СТРУКТУРАХ ПЛАЗМА - МЕТАЛЛ

(Обзор)

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко, К. Н. Остриков

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ
2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ХОЛОДНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С МЕТАЛЛОМ
 - 2.1 Косые магнитоплазменные волны в структуре полуограниченная плазма-металл
 - 2.1.1. Поверхностные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля
 - 2.1.2. Поверхностные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля
 - 2.1.3. Поверхностные волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю
 - 2.2. Магнитоплазменные поверхностные волны в слое плазмы (поперечное распространение)
 - 2.2.1. Однородный плазменный слой
 - 2.2.2. Учет поперечной неоднородности плотности плазмы
 - 2.2.3. Поверхностные волны в двухслойной плазменной структуре, ограниченной металлом
 - 2.3. Азимутальные поверхностные волны в слое холодной магнитоактивной плазмы
3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА С ПЛАЗМОЙ КОНЕЧНОГО ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ
 - 3.1. Дисперсия поверхностных волн в свободной плазме конечного давления
 - 3.2. Потенциальные поверхностные волны в магнитоактивной плазме конечного давления
 - 3.2.1. Потенциальные поверхностные волны в полуограниченной плазме
 - 3.2.2. Азимутальные поверхностные волны в плазме конечного давления
4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное исследование коллективных явлений в ограниченных плазменных (газовых или полупроводниковых) структурах, которое ведется в настоящее время, обусловлено, прежде всего, развитием плазменной и полупроводниковой электроники [1-13]. Использование таких структур в качестве элементной базы электронных приборов позволяет получить ряд преимуществ по сравнению с приборами вакуумной электроники. Это, прежде всего, возможность получения более высоких частот электромагнитных волн при одинаковых размерах элементов. Так, высокие значения частот собственных колебаний, обусловленных коллективными эффектами в полупроводниковых плазменных структурах ($\sim 10^{12} \text{с}^{-1}$ и выше), позволяют использовать их в устройствах миллиметрового, субмиллиметрового и даже оптического диапазонов длин волн [9, 14-16]. В этих диапазонах частот традиционные резонаторы и замедляющие структуры должны быть очень миниатюрными, что затрудняет их изготовление. При этом возрастают потери электромагнитной энергии, увеличиваются сложности с осуществлением теплоотвода и т. п. [16]. Кроме того, плазма при наличии в ней токов, пучков заряженных частиц, источников электромагнитных волн является активной средой, в которой могут развиваться неустойчивости, а в результате их эволюции и различные нелинейные явления [5, 17-23]. Использование этих эффектов позволяет создавать активные устройства для полупроводниковой электроники, СВЧ-электроники, интегральной оптики, самоподдерживающиеся плазменные разряды, которые могут применяться в плазмохимии, и т. д.

В ограниченной плазме существуют слабозатухающие волновые возмущения двух типов: объемные и поверхностные [6, 24]. Напряженности электрического и магнитного полей объемной волны в поперечном сечении волновода представляют собой стоячую волну, а поле поверхностной волны (ПВ), как правило, имеет максимальную амплитуду на границе раздела сред и убывает при удалении от нее. Поверхностные и объемные волны имеют разные частотные интервалы существования и дисперсионные свойства. Особенно сильно различия между поверхностными и объемными волнами проявляются в плазме, плотность которой неоднородна по сечению. Собственные частоты объемных волн в неоднородной плазме, зависящие от плотности, изменяются вдоль ее градиента. Такая волна может и не распространяться при $\omega < \Omega_e(x)$, Ω_e - электронная плазменная частота.

Частоты же ПВ являются интегральной функцией от плотности [5, 6], а не локальными (как для объемных), и могут слабо изменяться даже при сильном изменении плотности, т.е. ПВ могут распространяться в случаях, когда объемные волны просто не могут существовать. Кроме того, ПВ, в силу локализации электромагнитной энергии вблизи границы, могут оказаться более предпочтительными при использовании в устройствах твердотельной и газовой плазменной электроники из-за относительной простоты возбуждения и съема энергии, из-за удобства осуществления взаимодействия с электронными потоками и внешними электромагнитными полями [5, 25]. Эти обстоятельства предопределили интерес большого числа авторов к изучению свойств ПВ в различных структурах.

Можно выделить три основных типа ПВ по отношению к виду граничащих с плазмой сред: ПВ на границе плазмы с диэлектриком, ПВ на границе раздела двух плазменных сред, плотности носителей заряда которых различны, ПВ на границе плазмы с металлом. Свойства ПВ в первых двух структурах изучены достаточно полно [6, 22, 24-35]. Результаты же работ по ПВ в структурах плазма-металл в литературе обобщены гораздо слабее, а между тем структуры такого типа обладают многими интересными физическими свойствами, которые могут найти и находят применение в устройствах плазменной электроники. Это и предопределило наш интерес к данной теме. Отметим, что некоторые свойства ПВ на границе плазмopodobных сред с металлом рассматривались в [6, 22].

К пионерским работам по ПВ в структурах плазма-металл, видимо, следует отнести работы [36-39], в которых показано, что на границе идеально проводящей металлической поверхности с магнитоактивной плазмой (внешнее магнитное поле параллельно границе раздела) могут возбуждаться ПВ, распространяющиеся поперек внешнего магнитного поля (геометрия Фойгта). В работе [37] экспериментально были обнаружены высокочастотные (обусловленные электронными движениями) поверхностные возмущения в отрезке прямоугольного медного волновода, заполненного антимонидом индия (n -InSb) при температурах жидкого азота в геометрии Фойгта. В этой работе экспериментально был продемонстрирован невзаимный характер ПВ (интенсивности сигналов, распространяющихся в противоположных направлениях, сильно различаются). В теоретической работе Хироты [38] проведена идентификация наблюдавшихся в экспериментах Тоды [37] ПВ, указано на их невзаимный характер, определены дисперсия ПВ, зависимость длины

волны от напряженности внешнего магнитного поля и плотности носителей заряда.

На возможность существования магнитоплазменных ПВ, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля (геометрия Фарадея), в структуре плазма-металл указано в работах [40-43]. В них показано, что волны поверхностного типа (обобщенно-поверхностные [22]) существуют в холодной (тепловое движение носителей заряда не учитывается) электронной плазме в областях частот $\omega > \omega_1$ и $\omega < \min(\omega_c, \Omega_e)$, где ω_1 - верхняя гибридная, ω_c - электронная циклотронная частоты.

Учет ионного движения позволяет определить нижнюю граничную частоту для ПВ из диапазонов частот $\omega < \min(\omega_c, \Omega_e)$ (в геометрии Фарадея) и $\omega < \omega_c$ в геометрии Фойгта, а также приводит к появлению низкочастотной ветви колебаний (для обеих геометрий в области частот $\omega < \omega_1$ (ω_1 - ионная циклотронная частота). В ряде работ [22, 44-46] исследовались косые (распространяющиеся под углом к внешнему магнитному полю) магнитоплазменные поверхностные волны в структурах плазма-металл, в которых получены зависимости длины волны от угла, изучен переход обобщенно-поверхностных волн (комплексно-сопряженные поперечные волновые числа) в истинные ПВ (поперечное волновое число чисто мнимое), изучена топография электромагнитного поля ПВ. Учет теплового движения электронной компоненты плазмы приводит к тому, что, во-первых, ПВ в структуре металл-магнитоактивная плазма могут быть потенциальными; во-вторых, изменяются частотные области их существования; в-третьих, возможны ПВ на резкой границе свободной плазмы [47, 48] (внешнее магнитное поле отсутствует) с металлом (в холодной плазме электромагнитные ПВ на границе с металлом возможны только при создании неоднородных по плотности переходных слоев специального профиля [49]).

Отметим, что исследование ПВ в структурах плазма-металл происходило параллельно с исследованиями ПВ в других структурах (плазма-диэлектрик, плазма-плазма). По сути, все отличия здесь определяются граничными условиями. Это приводит к тому, что успехи в теоретическом или в экспериментальном исследованиях волновых процессов для одного типа структур оказывают стимулирующее воздействие на дальнейшее изучение волн в других структурах. В этой связи следует отметить работы [50, 51], в которых разработаны теоретические методы получения и исследования дисперсионных характеристик поверхностных волн в магнитоактивной плазме при

различной ориентации внешнего магнитного поля и геометрии задачи. а также экспериментальные работы [35, 52-55], в которых разработаны методики возбуждения и исследования волн поверхностного типа. Исторически так сложилось, что большинство работ по исследованию ПВ в структурах плазма-металл выполнено для твердотельной плазмы. Но такого рода структуры часто имеют место и в газовой плазме. Это случается при плазменной или лазерной обработке металлов, при движении тел в верхней атмосфере Земли. Их необходимо изучать в связи с проблемами удержания плазмы в ловушках (лимитер в токамаке [56]), очистки плазмы от примесей (дивертор [56]), зондовых измерений в плазме, при изучении высокочастотных свойств магнетронов [57]. Поэтому в работе представлено обобщение результатов изучения ПВ в структурах газовая плазма-металл. Собственные частоты электронных поверхностных возмущений, полученные для структур газовая плазма-металл, в некоторых случаях легко преобразуются в собственные частоты ПВ в структурах полупроводник-металл.

Во второй главе рассматриваются возможность существования и свойства ПВ в холодной магнитоактивной плазме, граничащей с металлической поверхностью. Изучаются топография электромагнитных полей и дисперсионные свойства магнитоплазменных волн поверхностного типа при продольном (п. 2.1.1), поперечном (п. 2.1.2) и произвольном (п. 2.1.3) относительно внешнего магнитного поля \vec{H}_0 направлении распространения (волновые векторы ПВ и \vec{H}_0 лежат в плоскости границы раздела полуграниченной плазмы с металлом). Предметом исследования в разд. 2.2 являются дисперсионные свойства ПВ в слоях магнитоактивной плазмы, ограниченных металлическими поверхностями в случае поперечного относительно \vec{H}_0 распространения. В п. 2.2.1 рассмотрены свойства ПВ в однородном плазменном слое, а в пп. 2.2.2 и 2.2.3 исследовано влияние поперечной границы раздела неоднородности плотности плазмы на дисперсию рассматриваемых волн. В разд. 2.3 изучается специфический для цилиндрической геометрии тип волн - азимутальные поверхностные волны (АПВ). Рассматриваются характерные особенности АПВ в коаксиальном металлическом волноводе, заполненном плазмой.

В третьей главе исследуются свойства ПВ в структурах металл-плазма конечного газокинетического давления. Указываются отличительные особенности свойств ПВ в "горячей" плазме по сравнению со случаем холодной плазмы. В разд. 3.1 представлены результаты по ПВ в однородной и неоднородной плазме конечного давления в

отсутствие внешнего магнитного поля.

В разд. 3.2 указывается на возможность существования потенциальных ПВ в магнитоактивной плазме конечного давления. Изучаются потенциальные ПВ в плоской геометрии (однородная и неоднородная плазма) и потенциальные АПВ в однородном магнитоактивном плазменном волноводе.

В главе 4 представлены результаты экспериментальных исследований дисперсионных свойств ПВ в структурах плазма-металл.

В заключение отмечены основные свойства поверхностных волн на границе раздела плазма-металл.

2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ХОЛОДНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С МЕТАЛЛОМ

В данной главе рассмотрим возможность существования ПВ и их свойства в холодной магнитоактивной плазме, граничащей с металлом. Как известно [6, 22, 58], в отсутствие внешнего магнитного поля волны поверхностного типа на границе плазма-металл невозможны. Наличие магнитного поля в плазме приводит к появлению волн поверхностного типа, причем их свойства существенно зависят от направления распространения. Так, они могут быть взаимными (при распространении вдоль магнитного поля) и невзаимными (при косом либо чисто поперечном относительно направления \vec{H} распространении), истинно поверхностными (амплитуда поля вдали от границы убывает по экспоненциальному закону) и обобщенно-поверхностными (амплитуда поля, осциллируя, убывает от границы).

2.1. Косые магнитоплазменные волны в структуре полуограниченная плазма-металл

Будем рассматривать непотенциальные волны поверхностного типа в структуре металл-полуограниченная магнитоактивная плазма, распространяющиеся под углом φ к внешнему магнитному полю, параллельному границе раздела, которая предполагается резкой [6, 24]. Модель резкой границы справедлива, если глубина проникновения поля ПВ значительно больше размеров переходной области. Систему координат выберем так, что плазма занимает область $x > 0$, а ось z направлена вдоль внешнего магнитного поля. Зависимость всех волновых возмущений от координат и времени имеет вид

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = A(x) \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)],$$

где $k_2 = k_{\parallel} \sin\varphi$, $k_3 = k_{\parallel} \cos\varphi$, волновой вектор волны расположен в плоскости yz .

Электромагнитное поле ПВ определяется системой уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot}\vec{E} = ik\vec{H}, \quad \operatorname{rot}\vec{H} = -ik\vec{D}, \quad (2.1.1)$$

$D_1 = \varepsilon_{1k} E_k$, $k = \omega/c$, ε_{1k} - тензор диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы, $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 1 + \sum_{\alpha} \Omega_{\alpha}^2 / (\omega_{\alpha}^2 - \omega^2)$,

$$\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} \equiv i\varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = \sum_{\alpha} (\omega_{\alpha}/\omega) [\Omega_{\alpha}^2 / (\omega_{\alpha}^2 - \omega^2)], \quad \varepsilon_{33} \equiv \varepsilon_3 = 1 - \sum_{\alpha} (\Omega_{\alpha}^2 / \omega^2),$$

$\Omega_{\alpha}^2 = 4\pi e_{\alpha}^2 n_{0\alpha} / m_{\alpha}$, $\omega_{\alpha} = e_{\alpha} H_0 / (m_{\alpha} c)$; e_{α} , m_{α} , $n_{0\alpha}$ - заряд, масса и невозмущенная плотность частиц сорта α . Величина α принимает значения e , i , что соответствует электронам и ионам.

Решение линейной однородной системы дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами ищем в виде $A_1(x) = A_1 \exp(-qx)$. Тогда характеристическое уравнение для q представляется следующим образом:

$$q^4 + 2p_1 q^2 + p_2 = 0. \quad (2.1.2a)$$

Здесь

$$p_1 = \frac{1}{2\varepsilon_1} [(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(k^2 \varepsilon_1 - k_3^2) - 2k_2^2 \varepsilon_1 - k^2 \varepsilon_2^2], \quad (2.1.2б)$$

$$p_2 = \frac{1}{\varepsilon_1} [(k_{\parallel}^2 - k^2 \varepsilon_1)(\varepsilon_3 k_3^2 + \varepsilon_1 k_2^2 - k^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3) + k^2 \varepsilon_2^2 (k_2^2 - k^2 \varepsilon_3)].$$

Уравнение (2.1.2a) имеет четыре, в общем случае комплексных, решения, но только два из них удовлетворяют условию конечности поля на бесконечности. Поэтому поле в плазме представляет собой суперпозицию двух ПВ, имеющих разные глубины проникновения, но одинаковые частоты и фазовые скорости.

Если подставить решения системы уравнений (2.1.1) в граничное условие $E_{\tau}(x=0) = 0$, то получим дисперсионное уравнение косых ПВ на границе раздела металл-полуограниченная магнитоактивная плазма [22, 44, 45]

$$\varepsilon_2 (k_2^2 - k^2 \varepsilon_1) q_1 q_2 + k^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) (k_{\parallel}^2 - k^2 \varepsilon_1) (q_1 + q_2) + \quad (2.1.3)$$

$$+ \varepsilon_2 (k_2^2 - k^2 \varepsilon_3) (k_{\parallel}^2 - k^2 \varepsilon_1) = 0.$$

Здесь $q_{1,2}$ - решения уравнения (2.1.2а), удовлетворяющие условию $\text{Re } q_{1,2} > 0$.

Прежде чем исследовать свойства ПВ, распространяющихся под произвольным углом, рассмотрим предельные случаи распространения вдоль и поперек магнитного поля.

2.1.1. Поверхностные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля

В этом случае дисперсионное уравнение легко получить из (2.1.3), полагая в нем $k_2 = 0$:

$$(\epsilon_3/\epsilon_1)(k^2\epsilon_1 - k_3^2) = q_1q_2. \quad (2.1.4)$$

Решение (2.1.4) относительно k_3^2 имеет вид

$$k_3^2 = k^2[\epsilon_1 \pm |\epsilon_2| \sqrt{\epsilon_1/(\epsilon_1 - \epsilon_3)}]. \quad (2.1.5)$$

Исследование этого уравнения показывает [43, 59], что ПВ могут распространяться ($k_3^2 > 0$) в следующих областях частот:

$$\omega < \omega_1, \quad \omega_2 < \omega < \min(\omega_e, \Omega_e), \quad \omega > \omega_1, \quad (2.1.6)$$

$$\omega_2 = \omega_e \sqrt{(\omega_1^2 + \Omega_1^2)/(\omega_e^2 + \Omega_e^2)}, \quad \omega_1 = \sqrt{\omega_e^2 + \Omega_e^2}.$$

Эти условия являются необходимыми, но недостаточными. Должно еще выполняться уравнение (2.1.4), которое возводилось в квадрат при получении выражения для k_3^2 . Кроме того, из четырех решений (2.1.2а) необходимо после подстановки k_3 выбрать два, у которых $\text{Re } q_{1,2} > 0$.

Рассматриваемая ПВ имеет все шесть компонент вектора магнитного поля:

$$E_x = \frac{i}{k_3} A \left(\frac{q_1^2 + k^2\epsilon_3}{q_1} e^{-q_1 x} - \frac{q_2^2 + k^2\epsilon_3}{q_2} e^{-q_2 x} \right), \quad (2.1.7)$$

$$E_y = F_1 A (\epsilon_1/q_1 k_3 \epsilon_2) (e^{-q_1 x} - e^{-q_2 x}),$$

$$E_z = A (e^{-q_1 x} - e^{-q_2 x}),$$

$$H_x = -(k_3/k)E_y,$$

$$H_y = ik\epsilon_3 A (e^{-q_1 x}/q_1 - e^{-q_2 x}/q_2),$$

$$H_z = -i \frac{\epsilon_1 A}{kk_3 \epsilon_2} (F_1 e^{-q_1 x} - F_2 e^{-q_2 x}),$$

где A - постоянная амплитуда, $F_{1,2} = (\epsilon_3/\epsilon_1)(\epsilon_1 k^2 - k_3^2) + q_{1,2}^2$. Справедливость уравнений (2.1.4), (2.1.5), (2.1.7) нужно исследовать в каждом из диапазонов частот (2.1.6). Здесь остановимся только на изучении дисперсионных свойств ПВ, отметив, что их затухание, обусловленное столкновениями частиц в полупроводниковой плазме, изучено в [43], где показано, в частности, что оно слабое, если $\nu_e \ll \omega$ (ν_e - частота электронных столкновений), и с ростом внешнего магнитного поля убывает пропорционально отношению Ω_e/ω_e .

В низкочастотной области ($\omega < \omega_1$) компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют значения

$$\epsilon_1 \approx \Omega_1^2/(\omega_1^2 - \omega^2), \quad \epsilon_2 \approx (\omega/\omega_1)\epsilon_1, \quad \epsilon_3 \approx -\Omega_e^2/\omega^2 \quad (2.1.8)$$

и удовлетворяет условиям $|\epsilon_3| \gg \epsilon_1 > \epsilon_2$.

Подставляя значения (2.1.8) в (2.1.5) и вычисляя $q_{1,2}$ с помощью уравнения (2.1.4) можно убедиться, что в выражении для (2.1.5) следует брать верхний знак. Тогда

$$k_3^2 \approx k^2 \epsilon_1 \approx \omega^2 \Omega_1^2 / [c^2 (\omega_1^2 - \omega^2)], \quad (2.1.9)$$

$$q_{1,2} \approx \alpha(1 \pm i\sqrt{3}), \quad F_{1,2} \approx 2\alpha^2(1 + i\sqrt{3}),$$

где

$$\alpha = \frac{k}{2} \left(\epsilon_2 \sqrt{|\epsilon_3|/\epsilon_1} \right)^{1/2} \approx \frac{k}{2} \left[\frac{\Omega_1 \Omega_e}{\omega^2} \sqrt{\omega_1^2/(\omega_1^2 - \omega^2)} \right]^{1/2}$$

Таким образом, волновые числа вдоль нормали к поверхности оказались комплексно-сопряженными, что соответствует обобщенно-поверхностной волне (ОПВ). При этом амплитуды магнитных и электрических полей удовлетворяют системе неравенств

$$|H_y| \gg |E_x| \gg |H_z| \gg |H_x| \gg |E_y| \gg |E_z|.$$

По сравнению с остальными компонентами поля E_y и E_z в плазме пренебрежимо малы. Поля $E_{y,z}$ и H_x на границе плазмы равны нулю, при удалении от границы сначала возрастают, а затем, достигнув максимума, осциллируют с экспоненциально убывающей амплитудой. Зависимость любой из этих трех компонент поля от координаты x может быть представлена в виде

$$E = E_0 \exp(-\alpha x) \sin(\sqrt{3}\alpha x). \quad (2.1.10)$$

Своего наибольшего значения это поле достигает в точке $x_1 \approx (1/\sqrt{3})\alpha^{-1}$ от границы плазмы, но в точке $\sqrt{3}/\alpha$ снова обращается в нуль.

Наибольшая компонента поля волны H_y может представляться следующим образом:

$$H_y = B_0 \exp(-\alpha x) [\sqrt{3} \cos(\sqrt{3}\alpha x) + \sin(\sqrt{3}\alpha x)]. \quad (2.1.11)$$

Она имеет максимальное значение на границе плазмы, затем убывает и в точке $x_3 \approx 1, 1/\alpha$ обращается в нуль. ОПВ убывает быстрее, чем истинно поверхностная волна с тем же показателем экспоненты. Область локализации поля рассматриваемой волны $\lambda_{\perp} \sim 1/\alpha$. Это значение много меньше длины волны $\lambda_{\parallel} = 2\pi/k_3$.

Исследуем свойства ПВ во втором частотном интервале существования $\omega_2 < \omega < \min(\omega_e, \Omega_e)$. Вблизи верхнего предела в плотной плазме ($\Omega_e^2 \gg \omega_e^2$), когда $\omega \approx \omega_e$, компоненты тензора диэлектрической проницаемости удовлетворяют условиям $|\epsilon_2| \approx \epsilon_1 \gg |\epsilon_3|$. Учитывая их, можно установить, что в выражении (2.1.5) следует брать верхний знак и можно получить следующие выражения для характеристик ПВ:

$$k_3^2 \approx 2k^2\epsilon_1 \approx 2k^2\Omega_e^2/(\omega_e^2 - \omega^2), \quad (2.1.12)$$

$$q_1 \approx k|\epsilon_3|/\sqrt{2\epsilon_1}, \quad q_2 \approx k\sqrt{2\epsilon_1},$$

$$F_1 \approx -k^2\epsilon_3, \quad F_2 \approx 2k^2\epsilon_1.$$

Поскольку $q_1 \ll q_2$, то глубина проникновения поля в плазму определяется через q_1 . При этом $\lambda_{\perp} \approx (c/\Omega_e)\sqrt{2\omega_e^2/(\omega_e^2 - \omega^2)}$. Это значительно больше длины волны $\lambda_{\parallel} \approx c/(\omega_e\sqrt{2\epsilon_1})$.

Амплитуды компонент электрического и магнитного полей удовлетворяют условиям

$$|H_z| \approx |H_x| \approx \left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} H_y \right| \gg |E_y| \approx \left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_x \right| \approx \left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_z \right|.$$

Таким образом, наибольшее значение имеет магнитное поле волны, а амплитуды компонент электрического поля малы.

В интервале частот $\omega_2 < \omega < \omega_0$ имеем

$$k_z^2 \approx 2\omega^2 \Omega_0^2 / (c^2 \omega_0^2), \quad q_{1,2} \approx \sigma(1 \mp i), \quad (2.1.13)$$

$$F_{1,2} \approx 2\sigma^2(1 \mp i), \quad \sigma = \Omega_0 / (\sqrt{2}c).$$

По виду $q_{1,2}$ можно определить структуру поля волны вдоль нормали к границе. При удалении от границы поле осциллирует с экспоненциально убывающей амплитудой. Область локализации поля $\lambda_{\perp} \approx 1/\sigma = \sqrt{2}c/\Omega_0$.

Она значительно меньше длины волны $\lambda_{\parallel} \approx c\omega_0/(\sqrt{2}\omega\Omega_0)$. Амплитуды полей удовлетворяют неравенствам

$$|H_z| \approx |H_y| \approx \frac{\Omega_0}{\omega_0} |E_x| \gg |H_x| \approx \frac{\Omega_0}{\omega_0} |E_z| \approx \frac{\Omega_0}{\omega_0} |E_y|.$$

Наибольшие амплитуды имеет магнитное поле волны, а наименьшие - электрические поля E_y и E_z . Поле H_y , имеющее большую амплитуду, следующим образом зависит от координаты x :

$$H_y = B \exp(-\sigma x) [\cos(\sigma x) + \sin(\sigma x)]. \quad (2.1.14)$$

Оно максимально на границе плазмы, в точке $x = 2,5/\sigma$ обращается в нуль, а при больших x пренебрежимо мало.

В третьей области частот, где ϵ_1 положительно ($\omega > \omega_1$), волна распространяться не может, так как $\epsilon_1 - \epsilon_3 < 0$, а мнимая и действительная части k_z , определяемые по формуле (2.1.5), одного порядка. Таким образом, на границе плазма-металл существуют взаимные волны поверхностного типа, распространяющиеся вдоль магнитного поля. В областях частот $\omega < \omega_1$ и $\omega_2 < \omega < \min(\omega_0, \Omega_0)$ поверхностные возмущения представляют собой ОПВ, а при $\omega \approx \omega_0$ - истинные ПВ.

2. 1. 2. Поверхностные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля

При распространении ПВ поперек постоянного магнитного поля, когда зависимость возмущений от координат представляется в виде $\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x) \exp(ik_2 y)$, система уравнений Максвелла (2. 1. 1) распадается на две подсистемы, одна из которых (E -волна) допускает решения поверхностного типа. В однородной по плотности плазме топография полей определяется выражениями

$$E_x = -\frac{k}{\epsilon_1 k_1^2} (\epsilon_1 k_2 - \epsilon_2 \alpha_1) H_z, \quad (2. 1. 15)$$

$$E_y = -i \frac{k}{\epsilon_1 k_1^2} (\epsilon_2 k_2 - \epsilon_1 \alpha_1) H_z,$$

$$H_z = H_z(0) \exp(-\alpha_1 x),$$

где $\alpha_1^2 = k_2^2 - k_1^2$, $k_1^2 = k^2(\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2)/\epsilon_1$.

На границе плазма-металл тангенциальная составляющая электрического поля обращается в нуль: $E_y(0) = 0$. Отсюда получаем дисперсионное уравнение рассматриваемых ПВ:

$$\epsilon_1 \alpha_1 - \epsilon_2 k_2 = 0. \quad (2. 1. 16)$$

Так как плазма однородна, то $E_y = 0$ не только на границе, но и во всем объеме плазмы. Это означает, что ПВ является поперечной, а значение $E_x(0)$ определяет возмущения поверхностного заряда, существующие на границе раздела.

Если ПВ распространяется вдоль оси y , то $k_2 > 0$. Так как для ПВ $\alpha_1 > 0$, то из (2. 1. 16) следует, что ϵ_1 и ϵ_2 должны быть одного знака, что возможно в диапазонах частот, $\omega < \omega_1$, $\omega > \omega_1$, где $\epsilon_1, \epsilon_2 > 0$. Из (2. 1. 16) находим

$$k_2^2 = k^2 \epsilon_1, \quad \alpha_1^2 = k^2 \epsilon_2^2 / \epsilon_1. \quad (2. 1. 17)$$

Из условия распространения волны следует, что $\epsilon_1 > 0$. Для $k_2 > 0$ из (2. 1. 16) следует, что и $\epsilon_2 > 0$.

Поскольку плазма анизотропна, то возможно еще одно решение уравнения (2. 1. 16), соответствующее волне, распространяющейся против

оси y ($k_2 < 0$). В этом случае $\epsilon_1 > 0$, $\epsilon_2 < 0$. Такое решение существует в диапазоне частот

$$\omega_2 < \omega < \omega_0. \quad (2.1.18)$$

Выражения для k_2 и α_2 и в этом случае определяются формулами (2.1.17). В областях частот $\omega < \omega_1$ и $\omega \gg \omega_1$ справедливо неравенство $\epsilon_2 < \epsilon_1$ и глубина проникновения ПВ в плазму значительно больше ее длины волны. Если же $\omega_2 < \omega < \omega_0$, то $|\epsilon_2| \gg \epsilon_1$ и наблюдается обратная картина. ПВ сильно прижимается к границе плазма-металл ($\alpha \gg \lambda_{\parallel}^{-1}$).

Из выражений (2.1.15)-(2.1.17) можно получить следующую формулу, связывающую E_x и H_z :

$$E_x \approx - \frac{\epsilon_1^2 - |\epsilon_2| \epsilon_2}{(\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2) \sqrt{\epsilon_1}} H_z, \quad (2.1.19a)$$

на основе которой легко исследовать соотношение между электрическими и магнитными составляющими поля ПВ. Так, в диапазоне частот $\omega > \omega_1$ компонента тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_2 > 0$ и $E_x \approx (-1/\sqrt{\epsilon_1}) H_z$. Отсюда следует, что при $\omega \geq \omega_1$ верно неравенство $|E_x| \gg |H_z|$, а при $\omega \gg \omega_1$ $|E_x| \approx |H_z|$. В низкочастотной области ($\omega < \omega_1$) $\epsilon_1 \gg 1$ и магнитное поле ПВ значительно больше электрического. Сложнее выглядит связь между E_x и H_z в диапазоне частот $\omega_2 < \omega < \omega_0$ ($\epsilon_2 < 0$):

$$E_x \approx - \frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}{(\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2) \sqrt{\epsilon_1}} H_z. \quad (2.1.19b)$$

Если частота волны значительно меньше электронной циклотронной, то $|\epsilon_2| \gg \epsilon_1$ и имеем

$$1) \quad \omega \geq \omega_2, \quad |E_x| \gg |H_z|;$$

$$2) \quad \omega \gg \omega_2, \quad E_x \approx \frac{\omega}{\Omega_0} H_z, \quad |E_x| < |H_z|.$$

Второе соотношение получено для случая плотной плазмы ($\Omega_0^2 \gg \omega_0^2$). Вблизи электронной циклотронной частоты $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ и имеем

$$E_{\perp} \approx \frac{\omega}{\Omega_e} \sqrt{2\omega_e / (\omega_e - \omega)} H_z. \quad (2.1.19B)$$

Таким образом, ПВ на границе холодной плазмы с металлом, распространяющиеся поперек внешнего магнитного поля, существуют в областях частот $\omega < \omega_1$, $\omega_2 < \omega < \omega_e$, $\omega > \omega_1$. Эти волны являются поперечными и невзаимными.

2.1.3. Поверхностные волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю

В предыдущих пунктах было показано, что области существования решений типа ПВ, распространяющихся вдоль и поперек магнитного поля, в плотной ($\Omega_e^2 > \omega_e^2$) плазме совпадают [59, 60]:

$$\omega < \omega_1, \quad \omega_2 < \omega < \omega_e, \quad \omega > \omega_1.$$

Это указывает на то, что в этих диапазонах частот возможны и ПВ, распространяющиеся под углом к магнитному полю. Косые ПВ обладают интересной особенностью: в зависимости от угла распространения в одном и том же диапазоне частот меняется характер волны от чисто поверхностной к обобщенно-поверхностной.

В области частот $\omega < \omega_1$, в плотной плазме ($\Omega_e^2 > \omega_e^2$), выполняется неравенство $|\epsilon_3| > \epsilon_1 > \epsilon_2$. Сравнение (2.1.5) и (2.1.17) с учетом вышеприведенных неравенств указывает на то, что для произвольных углов решение дисперсионного уравнения (2.1.3) следует искать в виде

$$k_{\parallel}^2 = k^2(\epsilon_1 + \Delta), \quad \Delta = \Delta(\omega, \varphi) < \epsilon_1. \quad (2.1.20)$$

Подставляя (2.1.20) в выражения для $p_{1,2}$ (2.1.26), получим

$$p_1 \approx \frac{\epsilon_3 k^2}{2\epsilon_1} (\epsilon_1 \sin^2 \varphi - \Delta \cos^2 \varphi), \quad p_2 \approx -\frac{\epsilon_3 \epsilon_2^2}{\epsilon_1} k^4. \quad (2.1.21)$$

Из этих выражений видно, что в рассматриваемом диапазоне частот $p_2 > 0$, а p_1 может менять знак. Если $p_1 < 0$ ($\operatorname{tg}^2 \varphi > \Delta/\epsilon_1$, $\Delta, \epsilon_1 > 0$), то волны чисто поверхностные. При $p_1 > 0$ ($\operatorname{tg}^2 \varphi < \Delta/\epsilon_1$) выражение для $q_{1,2}$ становится комплексным.

Поскольку $\Delta/\epsilon_1 < 1$, то в широком диапазоне углов $\text{tg}^2\varphi > \Delta/\epsilon_1$ и $p_1^2 > p_2$. Следовательно, и $q_2 > q_1$. Тогда из (2.1.3) получим выражение для Δ :

$$\Delta = \text{ctg}^2\varphi \epsilon_2^2 / |\epsilon_3|. \quad (2.1.22)$$

Выражения для $q_{1,2}$, характеризующие глубину скинирования ПВ, принимают вид

$$\ddot{q}_1 = k\epsilon_2 / (\sqrt{\epsilon_1} \sin\varphi), \quad q_2 = k\sqrt{|\epsilon_3|} \sin\varphi. \quad (2.1.23)$$

Оценки показывают, что q_1 и q_2 становятся комплексными при углах $\varphi < \epsilon_2\sqrt{\epsilon_1|\epsilon_3|}$. Для этих углов волновое число с хорошей степенью точности определяется формулой (2.1.5), а $q_{1,2}$ - формулой (2.1.9).

На рис. 2.1.1 построена зависимость $\omega(k_{\parallel})$ для различных параметров $\beta = \Omega_0/\omega_c$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям параметра $\beta = 5; 3; 1; 0$ соответственно. В области малых длин волн с повышением β убывает тангенс угла наклона кривых, т.е. уменьшается фазовая скорость волн. Кроме этого, в разреженной плазме частоты волн становятся порядка ионной циклотронной при меньших значениях k_{\parallel} , чем в плотной плазме. Такие зависимости хорошо согласуются в области частот $\omega^2 < \omega_1^2$ с результатами аналитических расчетов. В этом диапазоне частот кривые $\omega(k_{\parallel})$ слабо зависят от угла, а глубины проникновения ПВ - сильно. На рис. 2.1.2 приведены кривые

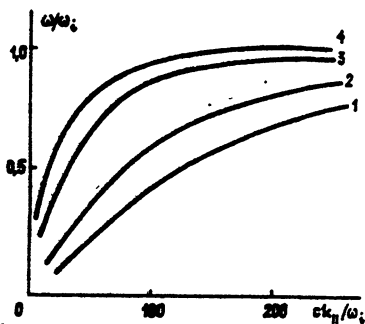


Рис. 2.1.1.

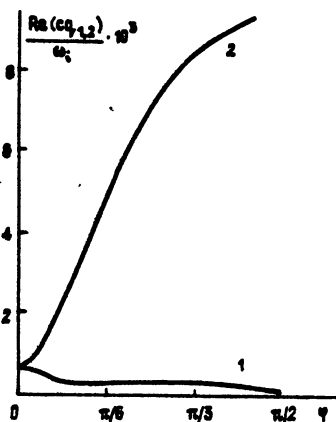


Рис. 2.1.2.

зависимости $\text{Re}q_{1,2}$ (1,2 - соответственно) от угла φ для значения частоты $\omega/\omega_1 = 0,4$; $\beta = 3$. В широком диапазоне углов $\text{Re}q_1 \gg \text{Re}q_2$ и скинирование поля ПВ определяется $\text{Re}q_1$ (2.1.23). В области малых углов $\text{Re}q_1 = \text{Re}q_2$ и волна становится обобщенно-поверхностной.

В диапазоне частот $\omega_2 < \omega < \omega_e$ изменение волнового числа k_{\parallel} при изменении угла от нуля до $\pi/2$ оказывается порядка величины k_{\parallel} . Поэтому аналитическими методами уравнение (2.1.3) можно исследовать только вблизи углов $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. В остальном диапазоне углов для исследования дисперсионного уравнения применялись численные методы.

Поскольку волна, распространяющаяся поперек магнитного поля, в этом диапазоне частот направлена против оси y , то в уравнениях (2.1.2б) и (2.1.3) сделаем замену $k_2 = -k_{\parallel} \sin\varphi$, $k_3 = k_{\parallel} \cos\varphi$. Если, кроме того, $\omega_2 < \omega < \omega_e$, то в плотной плазме ($\Omega_e^2 > \omega_e^2$) выполняются неравенства $|\epsilon_3| > |\epsilon_2| > \epsilon_1 > 0$ и для малых углов решение дисперсионного уравнения (2.1.3) можно искать в виде

$$k_{\parallel}^2 = K^2(2\epsilon_1 + \Delta), \quad \Delta < \epsilon_1. \quad (2.1.24)$$

Выражая $q_{1,2}$ как функции ω и Δ , а затем, подставляя (2.1.24) в (2.1.3), получим

$$k_{\parallel}^2 \approx 2K^2\epsilon_1(1 - \sin\varphi). \quad (2.1.25)$$

Для заданной частоты волновое число ПВ уменьшается с увеличением угла. При этом для $q_{1,2}$ находим

$$q_{1,2} \approx K\sqrt{\epsilon_3/2} \left[1 + \frac{1}{2} \sin\varphi \pm i \left(1 - \frac{1}{2} \sin\varphi \right) \right]. \quad (2.1.26)$$

С увеличением угла реальная часть $q_{1,2}$ увеличивается, а мнимая часть уменьшается. Положив в (2.1.25), (2.1.26) $\varphi = 0$, получим выражения, представленные в [45] (см. формулу (2.1.12)).

Если волна распространяется под углом, близким к $\pi/2$, то решение системы уравнений (2.1.2б), (2.1.3) удобно искать в виде $k_{\parallel}^2 = K^2(\epsilon_1 + \Delta)$, $\Delta < \epsilon_1$. В этом случае $|p_1^2 - p_2^2| < p_1^2$, $q_{1,2} \approx \pm K\epsilon_2/\sqrt{\epsilon_1}$ и для k_{\parallel}^2 получим

$$k_{\parallel}^2 \approx K^2\epsilon_1 [1 + (1/4) \cos^2\varphi]. \quad (2.1.27)$$

Из выражений для $q_{1,2}$ видно, что собственная волна структуры

плазма-металл в диапазоне частот $\omega_2 \ll \omega \ll \omega_c$ при квазипоперечном распространении является чисто ПВ, а при квазипродольном - ОПВ. Следовательно, существует угол, при котором один тип волн трансформируется в другой. Подставив (2.1.27) в (2.1.26), убедимся, что $p_1 < 0$ и возникновение мнимой части $q_{1,2}$ может быть связано только с изменением знака выражения $p_1^2 - p_2$. Это выражение меняет знак при углах, удовлетворяющих уравнению

$$(1/4)\epsilon_3 \cos^2\varphi + \epsilon_1 = 0. \quad (2.1.28)$$

Если $\cos^2\varphi > 4\epsilon_1/|\epsilon_3|$, то волна является обобщенно-поверхностной. При выполнении обратного неравенства получается истинная ПВ. Поскольку при $\omega_2 \ll \omega \ll \omega_c$ выполняется неравенство $\cos^2\varphi \ll 1$, то угол φ близок к $\pi/2$ и для нахождения критического угла можно пользоваться равенством (2.1.27). Вблизи этого угла для $q_{1,2}$ справедливо выражение

$$q_{1,2} \approx k \frac{|\epsilon_2|}{\sqrt{\epsilon_1}} \left(1 \pm i \frac{\epsilon_1}{2\epsilon_2} \sqrt{\frac{|\epsilon_3|}{4} \cos^2\varphi - \epsilon_1} \right), \quad (2.1.29)$$

$$(1/4)|\epsilon_3| \cos^2\varphi > \epsilon_1.$$

Для этих волн глубины проникновения поля в плазму малы по сравнению с длинами волн ($\text{Re}q_{1,2} \gg k_{\parallel}$). С уменьшением плотности плазмы глубины проникновения (2.1.26), (2.1.29) и фазовые скорости волн увеличиваются.

Результаты численного анализа дисперсионного уравнения (2.1.3) подтверждают выводы аналитического рассмотрения. На рис. 2.1.3 представлены дисперсии ПВ в области частот $\omega_2 \ll \omega \ll \omega_c$ для значения параметра $\beta = \Omega_c / \omega_c = 5$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям углов $\varphi = 0, \pi/4, \pi/2$. Кривые 1 и 3 согласуются с результатами аналитических выражений. С увеличением φ уменьшается k_{\parallel} , а фазовая скорость ПВ увеличивается. Переход ПВ в ОПВ не приводит к особенностям на дисперсионных зависимостях. При этом меняется только характер поведения q_1 и q_2 парциальных волн. На рис. 2.1.4 представлены зависимости $\text{Re}q_{1,2}$ от k_{\parallel} для значения параметра $\beta = 3$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям углов $\pi/2, \pi/4, 0$. Если волна распространяется поперек магнитного поля ($\varphi = \pi/2$), то система уравнений Максвелла распадается на системы уравнений E- и H-волн. Волной поверхностного

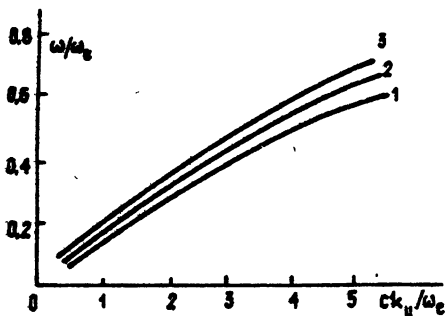


Рис. 2.1.3.

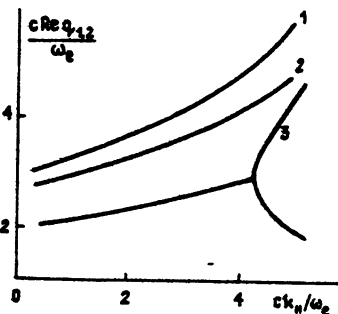


Рис. 2.1.4

типа может быть только E-волна [24]. В этом случае q_1 действительна и характеризует скинирование ПВ (кривая 1). При $\varphi = 0$ (кривая 3) вплоть до значений $ck_{||}/\omega_e \approx 4,2$ $\text{Re}q_1 \approx \text{Re}q_2$ и волна является ОПВ. При $ck_{||}/\omega_e > 4,2$ характер волны меняется и она превращается в истинную ПВ (q_1 и q_2 - действительны). Это соответствует отмеченному

в [61] факту, что при $\omega \approx \epsilon_e$ на границе плотной ($\Omega_e^2 > \omega_e^2$) плазмы с металлом существует истинная ПВ и $q_1 > q_2$. Если $\varphi = \pi/4$, то точка перехода ОПВ в ПВ смещена вправо (относительно соответствующей точки для $\varphi = 0$) (кривая 2). Отметим, что здесь исследованы косые ПВ, которые в диапазоне частот $\omega_2 < \omega < \omega_e$ имеют отрицательную

y-составляющую и положительную z-составляющую волнового вектора, что соответствует распространению ПВ в положительном направлении оси z и в отрицательном - оси y. Но возможно еще одно решение дисперсионного уравнения (2.1.3), вырождающееся в предельном случае $\varphi = \pi/2$ (поперечное распространение). Это решение исследовано достаточно подробно численно и аналитически в работе [44] для полупроводниковой плазмы. Зависимость волнового числа ПВ от частоты и угла в этом случае имеет вид

$$k_{||}^2 = k^2 \epsilon_1 / \cos^2 \varphi, \quad k_{||}^2 = k_y^2 + k_z^2, \quad (2.1.30)$$

$$k_y^2 = k^2 \epsilon_1 \tan^2 \varphi, \quad k_z^2 = k^2 \epsilon_1.$$

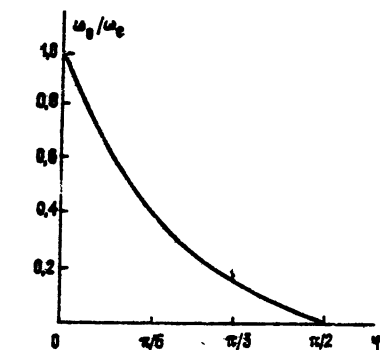


Рис. 2.1.5.

Из этих выражений видно, что с увеличением угла k_{\parallel} увеличивается и при $\varphi = \pi/2$ величина $k_{\parallel} \rightarrow \infty$. Это решение для ПВ при $\omega_0 = \omega_0(\varphi)$ переходит в решение для объемной электромагнитной волны [44]. Зависимость $\omega(\varphi)$, взятая из [44], представлена на рис 2. 1. 5.

2.2. Магнитоплазменные поверхностные волны в слое плазмы (поперечное распространение)

В данном разделе рассматриваются дисперсионные свойства ПВ, распространяющихся вдоль границ плазменного слоя, ограниченного металлическими поверхностями. В силу ряда причин нами в качестве объекта исследований выбраны ПВ, распространяющиеся поперек внешнего магнитного поля (пункт 2. 1. 2 настоящего обзора). Наш выбор обусловлен, прежде всего, тем, что данные волны обладают интересными свойствами. К таковым относятся, например, независимость фазовой скорости волн от толщины плазменного слоя в однородной плазме и появление такой зависимости в неоднородной по плотности плазме. Выбор данной геометрии задачи обусловлен и прикладным аспектом. В силу однонаправленности рассматриваемых волн, ПВ, локализованные на противоположных границах структуры, распространяются навстречу, что дает возможность для конструирования невзаимных элементов на их основе. Отметим также то обстоятельство, что модель полуограниченной плазмы, использовавшаяся в разд. 2. 1, справедлива лишь в том случае, когда глубина проникновения поля ПВ значительно меньше размеров слоя. Поэтому мы считаем необходимым осветить вопросы, связанные с распространением ПВ в однородных и неоднородных по плотности слоях магнитоактивной плазмы в данном разделе.

2. 2. 1. Однородный плазменный слой

Слой однородной по плотности магнитоактивной плазмы занимает область $0 < x < d$ и в плоскостях $x = 0, d$ ограничен металлическими поверхностями. Так же как и в пункте 2. 1. 2, внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z , а ПВ распространяются вдоль границы раздела сред поперек \vec{H}_0 (вдоль оси y). Решение системы уравнений Максвелла для компонент электромагнитных полей ПВ в однородном плазменном слое может быть представлено в следующем виде:

$$H_z(x) = A_1 e^{-\alpha_1 x} + A_2 e^{\alpha_1 x}, \quad (2. 2. 1)$$

$$E_y(x) = -i \frac{k}{\epsilon_1 k_1^2} [A_1 (\epsilon_2 k_2 - \epsilon_1 \alpha_1) e^{-\alpha_1 x} + A_2 (\epsilon_2 k_2 + \epsilon_1 \alpha_1) e^{\alpha_1 x}],$$

$$E_x(x) = - \frac{k}{\epsilon_1 k_1^2} [A_1 (\epsilon_1 k_2 - \epsilon_2 \alpha_1) e^{-\alpha_1 x} + A_2 (\epsilon_1 k_2 + \epsilon_2 \alpha_1) e^{\alpha_1 x}].$$

Подстановка решений (2.2.1) в граничные условия $E_y(x=0) = 0$, $E_y(x=d) = 0$ дает дисперсионное уравнение ПВ, распространяющихся поперек внешнего магнитного поля в слое однородной плазмы, ограниченной металлом [62],

$$(\epsilon_2 k_2 - \epsilon_1 \alpha_1) (\epsilon_2 k_2 + \epsilon_1 \alpha_1) = 0. \quad (2.2.2)$$

Из уравнения (2.2.2) следует, что связь между волновыми числами и частотами ПВ задается соотношением

$$k_2 = \pm k \sqrt{\epsilon_1}, \quad (2.2.3)$$

откуда следует, что фазовая скорость ПВ в рассматриваемом слое плазмы не зависит от его размеров. Покажем, что уравнение (2.2.2) представляет собой дисперсионное уравнение двух независимых однонаправленных ПВ, распространяющихся вблизи различных границ структуры. Считаем, что частота ПВ принадлежит одному из диапазонов $\omega < \omega_1$ или $\omega > \omega_1$. В этих диапазонах частот подстановка решения $k_2 = k \sqrt{\epsilon_1}$ в (2.2.1) и (2.2.2) зануляет первую из скобок в (2.2.2), приводит к тому, что в выражениях (2.2.1) $A_1 \neq 0$, а $A_2 = 0$. Если же подставить решение $k_2 = -k \sqrt{\epsilon_1}$, то получим, что в нуль обращается выражение $\epsilon_2 k_2 + \epsilon_1 \alpha_1$, т.е. амплитуда $A_1 = 0$, а амплитуда A_2 остается отличной от нуля. Отсюда следует, что, так же как и в случае полуограниченной плазмы, $E_y = 0$ во всем слое плазмы. В этом случае волны, локализованные вблизи различных границ структуры, являются независимыми и распространяются в противоположных направлениях. Так, в рассмотренных диапазонах частот ПВ, локализованная вблизи границы $x = 0$ (амплитуда A_1), распространяется в положительном направлении оси y ($k_2 > 0$), а ПВ, локализованная вблизи границы $x = d$ (амплитуда A_2), - в отрицательном ($k_2 < 0$). При этом в волнах с $k_2 > 0$ и $k_2 < 0$ компонента поля E_x имеет разные знаки и эти волновые процессы протекают независимо. Как отмечалось в работе [62], данный характер распространения ПВ в слое является

следствием их невзаимности. Отмечавшаяся выше независимость фазовой скорости волн от размеров слоя определяется равенством нулю тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на границе слоя и во всем объеме плазмы. В этом случае нет силы, обеспечивающей дрейф заряженных частиц поперек слоя. Как будет показано ниже, при учете неоднородности плазмы такая сила появляется.

2. 2. 2. Учет поперечной неоднородности плотности плазмы

Для исследования влияния неоднородности плотности на распространение ПВ рассмотрим случай, когда ширина слоя значительно превышает глубину проникновения поля ПВ, так что выполнено неравенство $\varepsilon_1 d \gg 1$. При этом учет неоднородности можно производить независимо для волн, локализованных вблизи разных границ структуры, и справедлива модель полуограниченной плазмы.

Геометрия задачи та же, что и в разд. 2. 1. Плотность плазмы неоднородна в поперечном к границе раздела направлении, $n_0 = n_0(x)$. В случае слабой неоднородности, когда изменение плотности на глубине проникновения поля в плазму много меньше самой плотности, т. е. когда $|dn_0(x)/dx| \ll \varepsilon_1 n_0(x)$, дисперсионное уравнение ПВ сводится к виду [60]

$$\varepsilon_2(0)k_2 + \left\{ \left[1 + \frac{k_1^2(0)}{2\varepsilon_2^2(0)} \right] \frac{1}{k_1(0)} \frac{dk_1}{dx} \Big|_{x=0} - \varepsilon_2(0) \right\} \varepsilon_1(0) = 0, \quad (2. 2. 4)$$

где $\varepsilon_2^2 = k_2^2 - k_1^2 - k_2 k_1^2 \frac{d}{dx} (\varepsilon_2 / \varepsilon_1 k_1^2)$. В предельном случае однородной плазмы это уравнение переходит в (2. 1. 16). В качестве иллюстрации приведем решение уравнения (2. 2. 4) для волн, частота которых удовлетворяет неравенству $\omega_2 \ll \omega \ll \omega_0$ (плазма предполагается плотной, $\omega_0^2 / \Omega_0^2(0) \ll 1$):

$$k_2 = -k(\Omega_0(0) / \omega_0) \sqrt{\gamma} (1 + \alpha), \quad (2. 2. 5)$$

где $\alpha = \frac{3}{4} c \sqrt{\gamma} \frac{1}{\Omega_0^3(0)} \frac{d\Omega_0^2}{dx} \Big|_{x=0}$, $\gamma = 1 - \frac{\omega_1 \omega_0}{\omega^2}$. Из решения (2. 2. 5)

можно получить выражения для фазовой и групповой скорости ПВ:

$$v_\phi = c \frac{\omega_0}{\Omega_0(0)} (1 - \alpha), \quad v_{гр} = c \frac{\omega_0}{\Omega_0(0)} \sqrt{\gamma} \left[1 - \frac{\alpha(\omega^2 + \omega_1 \omega_0)}{\omega^2} \right]. \quad (2. 2. 6)$$

Из выражений (2.2.5) и (2.2.6) следует, что если профиль неоднородности таков, что плотность плазмы от границы увеличивается, то модуль волнового числа увеличивается, а фазовая скорость и групповая скорости по абсолютной величине уменьшаются.

В работе [60] рассматривалась аппроксимация неоднородности плазмы в виде ступенчатой функции (при $0 < x < a$ плотности плазмы n_{01} , при $x > a$ - плотности плазмы n_{02}). В случае, когда $n_{01} < n_{02}$ моделируется нарастающая вглубь плазмы плотность, а если $n_{01} > n_{02}$ - убывающая. Дисперсионное уравнение такой неоднородной по плотности волноведущей структуры имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & [\epsilon_1^2(n_{02}) - \epsilon_2^2(n_{02})][k_2^2 - k^2 \epsilon_1(n_{01})] \operatorname{sh} s_1 a = \quad (2.2.7) \\ & = [s_2 \epsilon_1(n_{02}) - k_2 \epsilon_2(n_{02})][s_1 \epsilon_1(n_{01}) \operatorname{ch} s_1 a - k_2 \epsilon_2(n_{01}) \operatorname{sh} s_1 a], \end{aligned}$$

где $s_1 = [k_2^2 - k_1^2(n_{01})]^{1/2}$, $s_2 = [k_2^2 - k_1^2(n_{02})]^{1/2}$. Полагая в уравнении (2.2.7) $a = 0$ либо $n_{01} = n_{02}$, получаем дисперсионное уравнение ПВ в однородной плазме (2.1.16). Приведем аналитическое решение уравнения (2.2.7) в случае тонкого по сравнению с глубиной проникновения поля ПВ переходного слоя ($s_1 a \ll 1$) для волн из диапазона частот $\omega_2 < \omega < \omega_e$:

$$k_2 = k_{20} \left[1 + \left(\frac{n_{02}}{n_{01}} - 1 \right) \frac{\alpha \Omega_e(n_{02})}{c \sqrt{\gamma}} \right], \quad k_{20} = -k \frac{\Omega_e(n_{02})}{\omega_e} \sqrt{\gamma}. \quad (2.2.8)$$

Из выражения (2.2.8) видно, что в случае нарастающего вглубь плазмы профиля плотности ($n_{02} > n_{01}$) значение $|k_2|$ увеличивается. Этот результат согласуется с выводами, полученными методом ВКБ. Увеличение $|k_2|$ означает уменьшение фазовой скорости волны и отражает тот факт, что положительный градиент плотности играет роль замедляющей структуры. Отметим, что в случае нарастающего вглубь плазмы профиля плотности фазовая скорость ПВ уменьшается для волн из диапазона частот $\omega < \omega_1$ и увеличивается для волн, частота которых больше ω_1 .

Приведем также результаты численного исследования влияния неоднородности плотности на дисперсию ПВ. В работе [60] профиль плотности плазмы задавался в виде

$$n_0(x) = \begin{cases} n_0(0) [1 + (p - 1) \sin(\pi x / 2g)], & 0 < x < g \\ pn_0(0), & x > g \end{cases}$$

где $p = n_0(g)/n_0(0)$ - параметр неоднородности, g - величина, характеризующая глубину проникновения ПВ. В частности, для волн из диапазона частот $\omega_2 < \omega < \omega_0$ в плотной плазме (в расчетах принималось $\Omega_0^2(0)/\omega_0^2 = 10$) величина $g = c/\Omega_0(0)$. В этом случае численные решения показывают уменьшение частоты и фазовой скорости волны по мере увеличения параметра неоднородности. В указанном интервале исследовалась топография компонент электромагнитных полей волны в зависимости от параметра неоднородности. На рис. 2.2.1 приведена зависимость амплитуд H_z (кривые 1, 2), E_x (кривые 3, 4), E_y (кривые 5, 6) компонент электромагнитных полей волны, нормированных на $H_z(0)$ от расстояния x при различных значениях параметра неоднородности p . Кривые 1, 3, 5 построены при $p = 2$, а кривые 2, 4, 6 при $p = 3$. Из рисунка видно, что тангенциальная составляющая электрического поля ПВ E_y , равная нулю во всем объеме неоднородной плазмы, при учете неоднородности становится отличной от нуля в объеме плазмы, оставаясь равной нулю на границе плазмы с металлом. При рассматриваемых параметрах задачи в диапазоне частот $\omega_2 < \omega < \omega_0$ амплитуда E_y компоненты на два порядка меньше амплитуд E_x и H_z . Что касается влияния неоднородности на распределение E_x и H_z компонент, то следует отметить, что с ростом параметра неоднородности поля в плазме убывают быстрее, тогда как амплитуда E_x компоненты возрастает на границе с металлом.

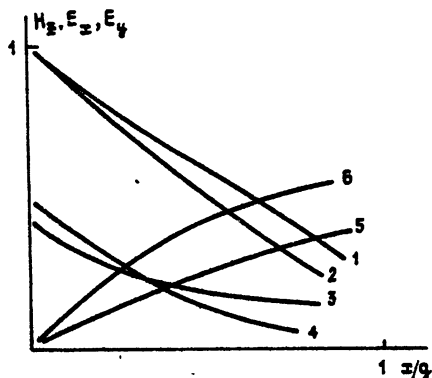


Рис. 2.2.1.

2. 2. 3. Поверхностные волны в двухслойной плазменной структуре, ограниченной металлом

Полученный выше результат, связанный с тем, что в неоднородной по плотности плазме тангенциальная составляющая электрического поля, равная нулю на границе, становится отличной от нуля в объеме плазмы,

позволяет ожидать появления зависимости дисперсионных характеристик ПВ от поперечных размеров слоя и появления связи ПВ, локализованных вблизи разных границ структуры [62]. Качественно влияние неоднородности плотности плазмы на дисперсию ПВ можно проследить на примере двухслойной плазменной структуры, ограниченной металлическими поверхностями. Такая структура вполне реальна для плазмы твердого тела, а в газовой плазме справедлива, если размер переходной области между плазмами различных плотностей значительно меньше глубины проникновения ПВ.

Пусть слой плазмы постоянной электронной плотности N_1 занимает область $-b < x < 0$ (I), а плотности $N_2 - 0 < x < a$ (II). В плоскостях $x = -b, a$ слой ограничен идеально проводящими металлическими поверхностями. Направления внешнего магнитного поля и распространения ПВ те же, что и в пунктах 2.2.1 и 2.2.2. Дисперсионное уравнение рассматриваемой волноведущей структуры имеет вид [63]

$$\frac{k_2^2 - k^2 \epsilon_1(1)}{k_2^2 - k^2 \epsilon_1(2)} = \frac{\epsilon_2(1)k_2 - \epsilon_1(1)\alpha_1 \operatorname{ctha}_1 b}{\epsilon_2(2)k_2 + \epsilon_1(2)\alpha_2 \operatorname{ctha}_2 a}, \quad (2.2.9)$$

где $\epsilon_{11} = \epsilon_1(N_1)$, $\epsilon_2(i) = \epsilon_2(N_i)$, $\alpha_i = \alpha(N_i)$, $i = 1, 2$. В предельном случае однородного плазменного слоя ($N_1 = N_2$, $a = b$) дисперсионное уравнение (2.2.9) переходит в (2.2.2), а при $\alpha_1 b \gg 1$, $\alpha_2 a \gg 1$ разбивается на три дисперсионных уравнения для трех независимых волн на границах $x = -b$, $x = a$, $x = 0$:

$$D(\omega, k_2) = D_1(\omega, k_2)D_2(\omega, k_2)D_3(\omega, k_2) = 0,$$

где $D_1(\omega, k_2) = \epsilon_1(2)\alpha_2 - \epsilon_2(2)k_2 = 0$; $D_2(\omega, k_2) = \epsilon_1(1)\alpha_1 + \epsilon_2(1)k_2 = 0$;
 $D_3(\omega, k_2) = \epsilon_1(2)k_{12}^2[\epsilon_2(1)k_2 + \epsilon_1(1)\alpha_1] - \epsilon_1(1)k_{11}^2[\epsilon_2(2)k_2 + \epsilon_1(2)\alpha_2] = 0$,
 $k_{11} = k_1(N_1)$, $D_1(\omega, k_2)$ представляет собой дисперсионные уравнения для ПВ, распространяющихся на границах плазмы с металлом $x = -b$, $x = a$, из которых следуют решения (2.2.3) для волновых чисел ПВ. Уравнение $D_3(\omega, k_2) = 0$ описывает дисперсию ПВ на границе двух плазменных полупространств [33]. В случае однородного плазменного слоя ($N_1 = N_2$) уравнение $D_3(\omega, k_2) = 0$ вырождается в тождество, т.е. волна на границе раздела двух плазм исчезает, а исходное

дисперсионное уравнение (2.2.9) переходит в (2.2.2). Отметим, что из уравнения $D_3(\omega, k_2) = 0$ можно получить дисперсию ПВ на границе раздела плазма-металл, считая идеальный металл плазмой с бесконечно большой плотностью частиц. Полагая $N_1 = \infty$, получаем дисперсию ПВ на границе $x = -b$, а если положить $N_2 = \infty$, то получим дисперсию ПВ на границе $x = a$. В предельном случае тонких плазменных слоев ($a_1 b \ll 1$; $a_2 a \ll 1$) можно получить аналитические решения для волновых чисел ПВ.

В диапазоне частот $\omega < \omega_0$ в плотной ($\Omega_{e1,2}^2 \gg \omega_0^2$) плазме при несильно отличающихся N_1 и N_2 и конечных k_2 получим

$$k_2 = \pm k \left\{ \frac{\Omega_{e1}^2 \Omega_{e2}^2 (1 + b/a)}{[\Omega_{e1}^2 + \Omega_{e2}^2 (b/a)] (\omega_0^2 - \omega^2)} \right\}^{1/2}, \quad (2.2.10)$$

$$k_2 = - \frac{\omega}{\omega_0} \left(\Omega_{e1}^2 + \frac{b}{a} \Omega_{e2}^2 \right) (\Omega_{e1}^2 - \Omega_{e2}^2)^{-1} \frac{1}{b}.$$

Первые два решения соответствуют ПВ на границах с металлом, причем решение со знаком (+) отвечает волне на границе $x = a$, а решение со знаком (-) - волне на границе $x = -b$. Третье решение соответствует решению для ПВ на границе $x = 0$. В этом случае знак k_2 определяется соотношением между N_1 и N_2 . При заданном ω волновые числа ПВ на границах с металлом максимальны при $N_1 = N_2$. Волновые числа ПВ на границе раздела $x = 0$ по абсолютной величине уменьшаются с увеличением различия в электронных плотностях. Условия применимости выражений (2.2.10) удобно записать в виде

$$\Omega_{e1,2}^2 a^2 c^{-2} \ll (\omega_0^2 - \omega^2) \omega^{-2}, \quad \omega \omega_0^{-1} \ll |N_1 - N_2| N_1^{-1}.$$

Полное исследование дисперсионного уравнения (2.2.9) в диапазоне частот $\omega_2 < \omega < \omega_0$ проводилось численно при различных значениях параметров $\beta = \Omega_{e1}^2 \omega_0^{-2}$, $\xi_1 = a/(a+b)$, $\xi_2 = N_2/N_1$. В этом диапазоне частот ПВ на границе $x = a$ может распространяться только в положительном направлении оси y , а на границе $x = -b$ - в отрицательном. Для волны на границе $x = 0$ существуют оба решения с $k_2 > 0$ и $k_2 < 0$. В расчетах считалось, что $N_1 = \text{const}$, $a + b = \text{const}$. Размер структуры $a + b$ выбирался таким, чтобы глубины проникновения ПВ были порядка поперечных размеров слоев. В этом случае наблюдалась зависимость дисперсионных свойств ПВ от соотношения между толщинами

слоев a и b и от соотношения между электронными плотностями N_1 и N_2 . Так, при фиксированных ξ_2 с ростом параметра ξ_1 частоты волн на границах $x = a$ ($k_2 > 0$) и $x = 0$ ($k_2 < 0$) уменьшаются, а волн на границах $x = -b$ ($k_2 < 0$), $x = 0$ ($k_2 > 0$) увеличиваются. Численные расчеты показывают, что при фиксированном ξ_1 частота ПВ на границе $x = a$ является монотонно убывающей функцией ξ_2 (рис. 2.2.2), а при фиксированном ξ_2 убывает с ростом параметра ξ_1 (рис. 2.2.3). (На рис. 2.2.2 кривым 1-3 соответствуют $\xi_1 = 0, 1; 0, 3; 0, 5$ при $Q = ck_2/\omega_0 = 3$, а на рис. 2.2.3 кривые 1 и 2 построены для волны с $Q = 3$ при $\xi_2 = 2; 6$ соответственно, кривые 3 и 4 для волны с $Q = 23$ и тех же ξ_2 .) Дисперсией поверхностных волн можно управлять и изменением плотности плазмы и величины внешнего магнитного поля (параметра β). В частности, с уменьшением β частота волны на границе $x = -b$ увеличивается, а при $\beta = 0, 1$ зависимость частоты от волнового числа представляет собой прямую линию (рис. 2.2.4), т.е. рассматриваемые волновые возмущения становятся чисто электромагнитными. На рис. 2.2.4 кривые 1-4 соответствуют $\beta = 0, 1; 2; 10; 20$.

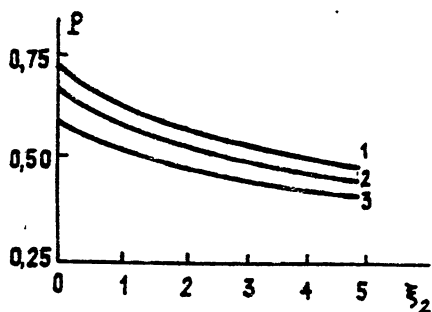


Рис. 2.2.2.

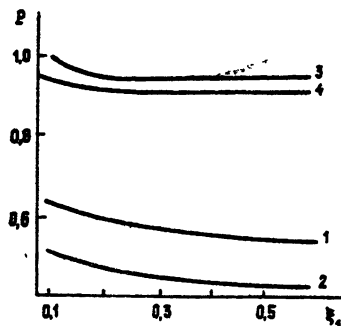


Рис. 2.2.3.

Таким образом, численное моделирование неоднородности в плазменном слое, ограниченном металлом, подтвердило высказывавшееся предположение [62] о возможности зависимости дисперсионных свойств ПВ от размеров слоя в неоднородной плазме.

2.3. Азимутальные поверхностные волны в слое холодной магнитоактивной плазмы

В данном разделе рассмотрим возможность существования и исследуем дисперсионные свойства азимутальных поверхностных волн

(АПВ) в коаксиальной плазменной структуре с металлическими стенками. Исследуемая структура состоит из двух коаксиальных металлических цилиндров радиусов a и b ($b > a$), пространство между которыми заполнено однородной плазмой. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси цилиндров. Зависимость всех возмущений в поле АПВ задается в виде

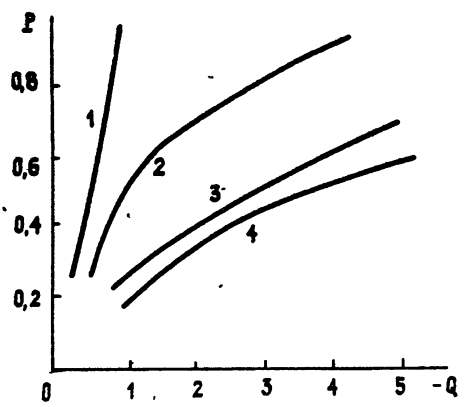


Рис. 2.2.4.

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}(r) \exp[i(m\varphi - \omega t)], \quad (2.3.1)$$

где φ , m - азимутальный угол и волновое число. Рассматриваемые волны являются аналогом ПВ, существующих в геометрии Фойгта, но многие их свойства различаются.

АПВ в полном цилиндрическом металлическом волноводе, полностью заполненном магнитоактивной плазмой, исследовались в работе [64], где указаны диапазоны частот существования АПВ:

$$\omega_2 < \omega < \min(\omega_{11} - \omega_e, \omega_e), \quad \omega_1 < \omega < \omega_{11}, \quad (2.3.2)$$

где $\omega_{11} = \omega_e/2 + (\omega_e^2/4 + \Omega_e^2)^{1/2}$. В отличие от ПВ в геометрии Фойгта АПВ не существуют в низкочастотном диапазоне $\omega < \omega_1$, а высокочастотный диапазон ограничен верхней граничной частотой ω_{11} . В [64] указано на возможность существования АПВ в тех же диапазонах частот на границе металлического стержня, помещенного в магнитоактивную плазму. В обоих случаях АПВ являются однонаправленными. Так, для АПВ в волноводе в первом диапазоне частот азимутальные волновые числа положительны, а во втором - отрицательны. Для АПВ на границе металлического стержня знаки m противоположны вышеуказанным.

Согласно результатам работ [65, 66] выражения для компонент электромагнитных полей АПВ в цилиндрическом плазменном слое имеют следующий вид:

$$H_z(r) = AI_m(\alpha r) + BK_m(\alpha r), \quad (2.3.3)$$

$$E_{\varphi}(r) = \frac{i}{k} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} [\Delta_2(r)A - \Delta_1(r)B],$$

$$E_r(r) = A \left[-\frac{m}{\epsilon_1 k r} I_m(\alpha r) + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \frac{\Delta_2(r)}{k} \right] -$$

$$- B \left[\frac{m}{\epsilon_1 k r} K_m(\alpha r) + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \frac{\Delta_1(r)}{k} \right],$$

где

$$\Delta_1(r) = -K_m(\alpha r) \left[\frac{m}{r} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + \alpha \frac{K'_m(\alpha r)}{K_m(\alpha r)} \right],$$

$$\Delta_2(r) = I_m(\alpha r) \left[\frac{m}{r} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + \alpha \frac{I'_m(\alpha r)}{I_m(\alpha r)} \right],$$

$\alpha^2 = k^2(\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2)\epsilon_1^{-1}$, I_m , K_m - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда m -го порядка, штрих обозначает дифференцирование по аргументу. Подставляя решения (2.3.3) в граничные условия, которые состоят в равенстве нулю азимутальной составляющей электрического поля АПВ на границах плазмы с металлом $E_{\varphi}(a) = E_{\varphi}(b) = 0$, получаем дисперсионное уравнение АПВ в исследуемой структуре:

$$\Delta_2(a)\Delta_1(b) = \Delta_1(a)\Delta_2(b). \quad (2.3.4)$$

Оценки глубин проникновения АПВ, приведенные в работах [65, 66], показывают, что в плотной плазме при реальных размерах волноведущих структур достаточно хорошо выполняются неравенства $\alpha a \gg 1$, $\alpha b \gg 1$. В этом предельном случае дисперсионное уравнение (2.3.4) упрощается и его решение можно записать следующим образом:

$$\omega \approx -\frac{m}{2} \frac{\omega_e}{\Omega_e} \frac{c\delta}{ab} \gamma \left(1 - \frac{m}{|m|} \sqrt{1 + \frac{4ab}{\delta^2} \gamma^2} \right), \quad (2.3.5)$$

где $\delta = b - a$, $\gamma = [1 + \exp(-2\alpha\delta)][1 - \exp(-2\alpha\delta)]^{-1}$. Из выражения (2.3.5) видна зависимость частот волн от знака азимутального

волнового числа: частота АПВ, локализованной вблизи границы $r = a$ ($m < 0$), больше частоты АПВ, локализованной вблизи границы $r = b$ ($m > 0$). Это означает, что при учете связи волновых возмущений, локализованных вблизи внутренней и внешней границ структуры, невзаимный характер распространения АПВ сохраняется. Связь волн в структуре наиболее сильна при выполнении условия $\alpha\delta \ll 1$. В этом случае решение уравнения (2.3.4) имеет вид

$$\omega = \frac{|m|\omega_0}{\alpha\sqrt{ab}} \left(1 - \frac{m}{|m|} \frac{1}{2\alpha\sqrt{ab}} + \frac{1}{8\alpha^2 ab} \right). \quad (2.3.6)$$

В тонком плазменном слое реализующуюся волновую структуру нельзя разделить на волновые возмущения, локализованные вблизи противоположных границ, так как в плазменной прослойке нормальная составляющая электрического поля ПВ практически постоянна. В этом случае в структуре существуют волновые возмущения с равными амплитудами на разных границах и частотами (2.3.5), зависящими от направления распространения. При произвольных значениях параметров α , δ дисперсионное уравнение (2.3.4) решалось численно. На рис. 2.3.1 представлены зависимости относительной перестройки частоты волны $|\Delta\omega|/\omega_0$ (ω_0 - частота АПВ при заданном значении m и $\alpha\delta \gg 1$) от толщины плазменной прослойки для двух значений параметра $\alpha_1 = \alpha\omega_0/c$ и трех значений $m = 1; 2; 3$. Из рис. 2.3.1 видно, что с ростом параметра $\alpha\delta$ величина $|\Delta\omega|/\omega_0$ асимптотически стремится к нулю, а с увеличением размеров структуры при том же значении δ относительная перестройка частоты уменьшается.

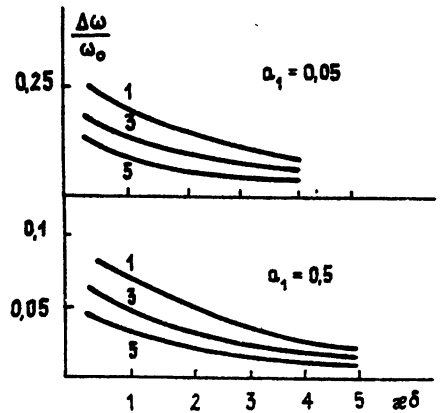


Рис. 2.3.1.

Следует отметить, что рассмотренная выше структура может составить основу для разработки фазовращающих устройств плазменной и полупроводниковой электроники [66].

В заключение раздела сформулируем основные особенности АПВ в слое холодной магнитоактивной плазмы. То обстоятельство, что волноведущей поверхностью для АПВ является криволинейная

поверхность, приводит к существенным отличиям от ПВ в плоской геометрии. Частоты АПВ с одинаковыми $|m|$, локализованных вблизи различных границ структуры, различны и зависят от размеров плазменного слоя, что невозможно в плоскопараллельном слое однородной плазмы (разд. 2. 2). Это связано с тем, что в отличие от ПВ в плоской геометрии тангенциальная составляющая электрического поля АПВ E_{φ} отлична от нуля в объеме слоя. Кроме того, существенно различаются диапазоны частот существования ПВ и АПВ.

3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА С ПЛАЗМОЙ КОНЕЧНОГО ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Выше рассматривались волны поверхностного типа в случае, когда граничащая с металлом плазма холодная. Если же учесть тепловое движение электронов в плазме, то это приводит к появлению ряда новых физических эффектов. Так на границе свободной плазмы с металлом становятся возможными волны поверхностного типа [48]. В магнитоактивной плазме ПВ могут быть потенциальными и существуют в областях частот, в которых в холодной плазме они невозможны [67, 68]. В данной главе мы остановимся на изучении свойств ПВ, возникающих при учете теплового движения электронов в свободной и магнитоактивной плазме.

3.1. Дисперсия поверхностных волн в свободной плазме конечного давления

В работах [24, 58] отмечалось, что ПВ на границе свободной плазмы с металлом невозможны. Это утверждение основано на том обстоятельстве, что наличие переменной в пространстве плотности поверхностных зарядов (бегущая волна), связанных с существованием ПВ, приводит к появлению конечного значения тангенциальной составляющей напряженности электрического поля (\vec{E}_{τ}), что невозможно на границе с металлом, так как ввиду большой проводимости металла \vec{E}_{τ} , обусловленная коллективными движениями в плазме, обращается в нуль на поверхности металла. Это соображение правильное, если E_{τ} в плазме представляется в виде

$$\vec{E}_{\tau} = \vec{E}_0 \exp(-q_1 x) \exp[i(\vec{q}_{\tau} \vec{r}_{\tau} - \omega t)], \quad (3.1.1)$$

где \vec{E}_0 - постоянная амплитуда, \vec{q}_τ , \vec{r}_τ - волновой вектор и радиус-вектор вдоль границы раздела. На границе плазма-металл ($x=0$) $\vec{E}_\tau = 0$, следовательно, $\vec{E}_0 = 0$.

Однако если в плазме учесть тепловое движение электронов, то электрическое поле в плазме представляет собой суперпозицию полей, связанных с электрическим взаимодействием и тепловым движением электронов, которое учитывается введением ∇p в уравнение движения для электронов (p - газокINETическое давление электронного газа). Суперпозиция этих полей приводит к тому, что результирующее поле в плазме представляется в виде [6, 48]

$$\vec{E}_\tau = \vec{E}_0 f(\omega, \vec{q}, x) \exp[i(\vec{q}_\tau \vec{r}_\tau - \omega t)], \quad (3.1.2)$$

где $f(\omega, \vec{q}, x)$ - некоторая функция, такая, что

$$f(\omega, \vec{q}, 0) = 0,$$

а при $x \rightarrow \infty$ убывает до нуля. То есть появляется возможность реализовать граничное условие при $x=0$ при конечном значении \vec{E}_0 и в плазме будет существовать электромагнитное поле поверхностного типа.

Таким образом, на границе "горячей" однородной по плотности полуограниченной плазмы с металлом существуют волны поверхностного типа. Их дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega^2/\Omega_e^2 = k_3^2/\epsilon_1 q_1 q_2, \quad (3.1.3)$$

где $q_1 = \sqrt{k_3^2 - k^2 \epsilon}$, $q_2 = \sqrt{k_3^2 - \omega \omega' \epsilon / v_{Te}^2 \epsilon_1}$, $\epsilon = \epsilon_1 - \Omega_e^2/\omega'^2$, $\epsilon_1 = 1 - \Omega_1^2/\omega'^2$, $\omega' = \omega + i\nu_e$, $k = \omega/c$, ν_e , $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ - частота столкновений и тепловая скорость электронов, k_3 - волновое число в направлении распространения. Из уравнения (3.1.3) видно, что ПВ возможны в области частот $\omega > \Omega_1$ и их дисперсия имеет вид ($\nu_e = 0$)

$$k_3^2 = \frac{\epsilon_1 \omega^2}{2(2\epsilon_1 - \epsilon) v_{Te}^2} \left[1 + \sqrt{1 - 4\epsilon(2\epsilon_1 - \epsilon) (v_{Te}^2/\epsilon_1 c^2)} \right]. \quad (3.1.4)$$

В предельном случае холодной плазмы ($v_{Te} \rightarrow 0$) волновое число стремится к бесконечности, т.е. волна вырождается.

Выражение (3.1.4) упрощается в предельных случаях. Так, при высоких частотах, когда $|\varepsilon(2\varepsilon_1 - \varepsilon)v_T^2/c^2| \ll 1$, из (3.1.4) получаем дисперсию потенциальных ПВ:

$$k_3 \approx \omega^2 \left(v_T \sqrt{\omega^2 + \Omega_e^2} \right)^{-1}. \quad (3.1.5)$$

Из этого выражения видно, что для рассматриваемой волны не существует верхней граничной частоты. Однако при $\omega \approx \Omega_e$ ее фазовая скорость становится порядка тепловой скорости электронов и гидродинамическое приближение несправедливо. При $\omega^2 \ll \Omega_e^2$ из (3.1.5) находим*

$$\omega^2 \approx \Omega_e^2 |k_3| r_D, \quad r_D = v_T / \Omega_e. \quad (3.1.6)$$

При этом ПВ потенциальная и для ее частоты справедливы неравенства $v_T/c \ll \omega^2/\Omega_e^2 \ll 1$. В области низких частот, когда $\Omega_1^2 < \omega^2 < (v_T/c)\Omega_e^2$, из (3.1.4) получим

$$k_3^2 = \omega^2 \sqrt{\varepsilon_1} / v_T c, \quad v_\phi = \sqrt{v_T c} (\varepsilon_1)^{1/4}. \quad (3.1.7)$$

Конфигурацию полей ПВ в полуограниченной плазме рассмотрим в области частот $\Omega_1, \Omega_e \sqrt{v_T/c} \ll \omega \ll \Omega_e$. В этом случае $q_1 \approx |k_3|$, $q_2 \approx r_D^{-1} \gg q_1$, а поля в плазме записываются в виде

$$E_x = iB_1 [\exp(-|k_3|x) - (\Omega_e^2/\omega^2) \exp(-x/r_D)], \quad (3.1.8)$$

$$E_z = B_1 [\exp(-|k_3|x) - \exp(-x/r_D)],$$

$$H_y = -i(\Omega_e^2/c k_3 \omega) B_1 \exp(-|k_3|x),$$

где B_1 - значение амплитуды поля.

Из выражений (3.1.8) видно, что фурье-разложение поля по x

* В работе [69] эти волны названы термоплазмонами.

содержит гармоники $k_x r_D \approx 1$. Однако кинетическое затухание этих гармоник будет малым, поскольку их резонансные частицы имеют скорости $v_x \approx (\omega/\Omega_e) v_{Te}$ ($\omega < \Omega_e$), а при этом величина $\partial f_0/\partial v_x$ мала [24].

В работе [48] (см. также [6]) вычислено затухание потенциальных ПВ, обусловленное столкновениями электронов плазмы и конечной проводимости металла:

$$\text{Im}\omega/\omega \approx \nu_e/2\omega + \Omega_e^2/c|k_z|\sqrt{8\omega\sigma_m}, \quad (3.1.9)$$

где $\sigma_m = \Omega_m^2/\nu_m$ - проводимость металла, $\Omega_m^2 = 4\pi e^2 n_m/m_{\text{эфф}}$, n_m , $m_{\text{эфф}}$, ν_m - концентрация, эффективная масса и эффективная частота столкновений электронов в металле. Из этого выражения видно, что в случае идеально проводящего металла $\sigma_m \rightarrow \infty$ и затухание, обусловленное конечностью проводимости, стремится к нулю.

Кинетическая теория рассматриваемых ПВ представлена в работах [47, 70]. В работе [70], в частности, показано, что зависимости $k_z(\omega)$ достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными в гидродинамическом приближении в области частот $\omega^2 \ll \Omega_e^2$. Если же $\omega \approx \Omega_e$, то гидродинамическое приближение дает неверный результат. В этом случае нужно пользоваться выражением

$$k_z^2 \approx (\omega^2/\nu_{Te}^2) b_2^{-2}(\omega/\Omega_e). \quad (3.1.10)$$

При этом пространственный декремент затухания ПВ определяется выражением $\delta \approx (b_1/b_2)k_z$, где b_1 и b_2 - некоторые функции частоты [71], графики которых представлены на рис. 3.1.1. Из рисунка видно, что функции $b_1(\omega)$ и $b_2(\omega)$ сильно различаются в областях частот $\omega \approx \Omega_e$ и $\omega^2 \ll \Omega_e^2$, причем $b_2 \gg b_1$. Поэтому затухание рассматриваемой ПВ мало при этих частотах.

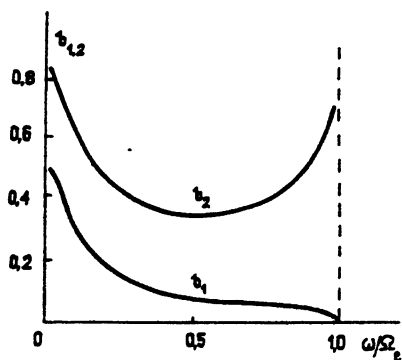


Рис. 3.1.1.

Структура аксиально-симметричных и несимметричных ПВ и их дисперсии в цилиндрической плазме, ограниченной металлическим кожухом, или на границе металлического цилиндра, помещенного в

плазму, получены в [48]. Рассмотрим влияние неоднородности плотности на дисперсию ПВ в структуре "горячая" полугораниченная плазма-металл (стационарная плотность плазмы неоднородна вдоль нормали к границе раздела $n_0 = n_0(x)$). Систему уравнений Максвелла и уравнений квазигидродинамики в этом случае удается решить для случая, когда неоднородность существенна для электромагнитной составляющей и несущественна для потенциальной составляющей поля, характеризуемой глубиной скинирования $q_2^{-1} \approx r_D$ (т.е. справедливо условие, что изменение плотности плазмы на масштабах порядка радиуса Дебая мало). Для линейного профиля плотности $n_0(x) = n_0(1 + x/\xi)$, n_0 - плотность плазмы на границе плазмы, ξ - параметр неоднородности, дисперсионное уравнение ПВ имеет вид

$$1 - \frac{\Omega_e^2(0)}{\omega^2} \frac{k_3}{k_2} \frac{K_1(k_3 y(0))}{K_0(k_3 y(0))} = 0, \quad (3.1.11)$$

где $y = x - \xi\{\varepsilon(0)/[1 - \varepsilon(0)]\}$, $\varepsilon(0) = \varepsilon(n_0)$, $K_{0,1}$ - функции Макдональда порядка нуля и единицы.

Если неоднородность плотности слабая, так что $k_3 \xi \gg 1$, из этого уравнения находим

$$k_3 = k_3(0) \left\{ 1 - \frac{[1 - \varepsilon(0)]^3}{2\varepsilon^2(0)[2 - \varepsilon(0)]k_3(0)\xi} \right\}, \quad (3.1.12)$$

где $k_3(0)$ - волновое число ПВ в однородной плазме (3.1.5). Если $\omega^2 \ll \Omega_e^2(0)$, то выражение (3.1.12) упрощается:

$$k_3 = k_3(0) \left[1 - \frac{1}{2k_3(0)\xi} \right]. \quad (3.1.13)$$

В соответствии с зависимостью $k_3(\omega)$ ПВ в однородной плазме от плотности [6] возрастание плотности плазмы от границы приводит к уменьшению k_3 и увеличению фазовой скорости.

В случае сильной неоднородности ($k_3 \xi \ll 1$) из уравнения (3.1.11) в области частот, где $\omega^2 \ll \Omega_e^2$, находим

$$k_3 \xi = \exp \left[- \frac{r_D}{\xi} \frac{\Omega_e^2(0)}{\omega^2} \right]. \quad (3.1.14)$$

Из этого выражения видно, что дисперсия в сильнонеоднородной плазме существенно отличается от соответствующей дисперсии в однородной плазме. Фазовая скорость ПВ существенно зависит от величины параметра неоднородности. В случае произвольных ξ дисперсионное уравнение (3.1.11) изучалось численно [72], и результаты приведены на рис. 3.1.2. Кривые 1-4 построены для значений $k_3 \xi = 0, 2; 0,5; 1; 100$. Кривая 4 хорошо согласуется с результатами аналитического решения (3.1.13), а кривая 1 - с решением (3.1.14). На рис. 3.1.3 представлены зависимости ω^2/Ω_e^2 от безразмерного параметра неоднородности $k_3 \xi$ для значений параметров $k_3^2 r_D^2 = 10^{-2}, 10^{-3}$ (кривые 1, 2 соответственно).

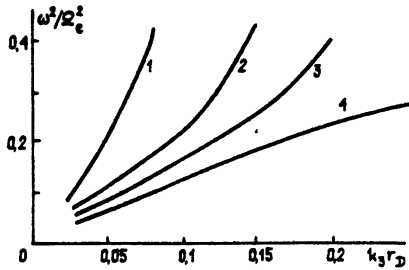


Рис. 3.1.2

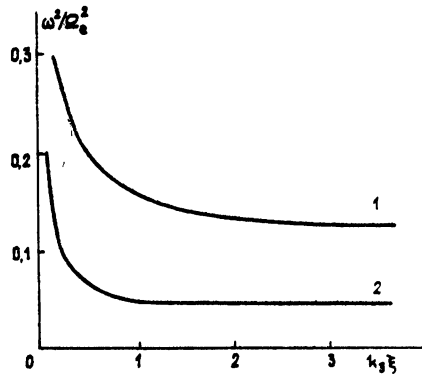


Рис. 3.1.3.

В области малых $k_3 \xi$ решение хорошо согласуется с (3.1.14), а в области больших $k_3 \xi$ - с (3.1.13). На существенную зависимость дисперсионных свойств ПВ от профиля неоднородности указывает тот факт, что для экспоненциальной зависимости плотности от координаты ($n_0(x) = n_0(0) \exp(x/\xi)$) в случае $k_3(0)\xi = 1$ становится невозможным распространение ПВ [48].

3.2. Потенциальные поверхностные волны в магнитоактивной плазме конечного давления

Исследовавшиеся в главе 2 волны, распространяющиеся на границе холодной магнитоактивной плазмы с металлом, являются непотенциальными. При учете конечного давления электронной подсистемы плазмы становятся возможными медленные ($v_{\phi} \ll c$) потенциальные ПВ, распространяющиеся поперек \vec{H}_0 в плоской геометрии, и потенциальные АПВ в

волноводе с плазменным заполнением. Как будет показано в данном разделе, их дисперсионные свойства и топография полей существенно отличаются от электромагнитных ПВ. Рассмотрим также влияние поперечной к направлению распространения волны неоднородности плотности плазмы на дисперсию исследуемых ПВ. Во всех рассматриваемых ниже ситуациях плазма предполагается сильнонеизотермической ($T_e \gg T_i$, $T_{e,1}$ - электронная и ионная температуры соответственно).

3. 2. 1. Потенциальные поверхностные волны в полуограниченной плазме

Покажем, что в полуограниченной плазме конечного давления электронного газа могут существовать потенциальные ПВ, распространяющиеся поперёк внешнего магнитного поля, исследуем их распределение потенциала, дисперсионные свойства в однородной и неоднородной по плотности плазме. Геометрия задачи та же, что и в пункте 2. 1. 2. Зависимость потенциала волны от координаты y и времени t выбираем в виде $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(x) \exp[i(k_2 y - \omega t)]$. В однородной по плотности плазме из уравнений квазигидродинамики для электронных и ионных движений в поле ПВ и уравнения Пуассона можно получить следующее решение для потенциала рассматриваемых ПВ:

$$\Psi(x) = A_1 \exp(-|k_2|x) + A_2 \exp(-\gamma_2 x), \quad (3. 2. 1)$$

где $\gamma_2^2 = k_2^2 - \epsilon_1(\omega^2 - \omega_e^2)/\epsilon_1 v_{Te}^2$. Подставляя решение (3. 2. 1) в граничные условия, которые состоят в равенстве нулю на границе с металлом потенциала Ψ и нормальной составляющей гидродинамической скорости электронов v_{ox} [6], получаем дисперсионное уравнение рассматриваемых ПВ:

$$1 + \frac{\omega_e}{\omega} \frac{k_2}{|k_2|} \frac{\omega^2 - \omega_e^2}{\Omega_e^2} \epsilon_1 - \frac{\gamma_2}{|k_2|} \left(1 + \frac{\omega^2 - \omega_e^2}{\Omega_e^2} \epsilon_1 \right) = 0. \quad (3. 2. 2)$$

Полагая в выражении (3. 2. 2) $H_0 = 0$, получаем дисперсию ПВ в изотропной плазме конечного давления электронного газа (3. 1. 5). Исследование дисперсионного уравнения (3. 2. 2) проводилось для высокочастотных (ВЧ) и низкочастотных (НЧ) волн. Предполагалось, что

частоты ВЧ ПВ велики, а НЧ ПВ одного порядка в сравнении с характерными ионными частотами. Из уравнения (3.2.2) можно показать, что для ВЧ ПВ характер распространения волн с частотами $\omega < \omega_e$ и $\omega > \omega_e$ различен: в диапазоне частот $\omega < \omega_e$ возможно распространение ПВ только в положительном направлении оси y , а в диапазоне $\omega > \omega_e$ справедливы решения с $k_2 > 0$ и $k_2 < 0$. Низкочастотные волны могут существовать в диапазоне частот, меньших нижней гибридной. При этом только решения с $k_2 > 0$ удовлетворяют исходному дисперсионному уравнению. В обоих случаях проводилась проверка условий применимости квазигидродинамического приближения, которые, применительно к случаям ВЧ ПВ и НЧ ПВ, могут быть записаны в виде $|v_\phi| \gg v_{Te}$ и $|v_\phi| \ll v_{Te}$. В случае, когда фазовая скорость волн порядка v_{Te} , необходимо учитывать резонансные взаимодействия волна - частица, корректное описание которого возможно только в рамках кинетического приближения. Вышеуказанные ограничения являются важными при определении диапазонов частот существования рассматриваемых ПВ. Так, в разреженной плазме фазовые скорости ВЧ и НЧ волн порядка электронной тепловой скорости и они являются сильно затухающими. Поэтому дальнейшее рассмотрение проводим для случая плотной плазмы. Для высокочастотных волн условие $|v_\phi| \gg v_{Te}$ накладывает следующее ограничение на частоту: $\omega^2 \ll \Omega_e^2$. Полученное из условия $|v_\phi| \ll v_{Te}$

ограничение на частоту НЧ волн имеет вид: $\Delta^2 = (\omega_2^2 - \omega^2)/\omega^2 \ll 1$.

Видно, что потенциальные ПВ существуют в диапазонах частот, где существование электромагнитных волн невозможно (см. п. 2.1.2). Кроме того, отметим, что существование ПВ в диапазоне частот $\omega < \omega_2$ также невозможно в изотропной неизотермической плазме (см. разд. 3.1). Выражения для волновых чисел, фазовых скоростей и обратных глубин проникновения рассматриваемых волн имеют следующий вид:

ВЧ ПВ -

$$\underline{\omega < \omega_e}, \quad k_2 = \frac{\omega \omega_e}{\Omega_e^2} \frac{1}{r_D} > 0, \quad v_\phi = \frac{\Omega_e}{\omega_e} v_{Te}, \quad \lambda_2 \approx \frac{1}{r_D}; \quad (3.2.3)$$

$$\underline{\omega > \omega_e}, \quad |k_2| \approx \frac{\omega^2}{\sqrt{\omega^2 + \Omega_e^2}} v_{Te}^{-1}, \quad k_2 < 0, \quad v_\phi = v_{Te} \frac{\sqrt{\omega^2 + \Omega_e^2}}{\omega}; \quad (3.2.4)$$

$$\lambda_2 \approx 1/\gamma_0;$$

НЧ ПВ -

$$k_2 \approx \frac{\omega_2}{v_{Te} \Delta} > 0, \quad v_{\phi} = v_{Te} \sqrt{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_e^2}}, \quad \lambda_2 \approx \frac{1}{\Gamma_D \Delta} \frac{v_A}{C} \sqrt{1 + \frac{\omega_2^2}{\Omega_e^2} \Delta^4}. \quad (3.2.5)$$

Заметим, что выражение для волнового числа ВЧ ПВ с $\omega \gg \omega_e$ совпадает с (3.1.5), справедливым в случае изотропной плазмы. Это связано с тем, что в указанном диапазоне частот эффект невзаимности распространения ПВ, связанный с внешним магнитным полем, слаб, и частоты ПВ с $k_2 > 0$ и $k_2 < 0$ совпадают с точностью до малых членов порядка $|k_2| r_D \ll 1$ и $\omega_e/\omega \ll 1$.

В вышеуказанных случаях справедливо сильное неравенство между глубинами проникновения $|k_2|^{-1}$ и γ_2^{-1} , а именно, $\gamma_2 \gg k_2$. Это неравенство позволяет существенно упростить рассмотрение дисперсионных свойств ПВ в неоднородной плазме ($n_0 = n_0(x)$). Если выбрать характерный размер неоднородности плотности плазмы таким, чтобы выполнялось условие $\gamma_2^{-1} \ll |n_0(dn_0/dx)^{-1}| \approx |k_2|^{-1}$, то в потенциальном поле с амплитудой A_2 плазму можно считать однородной. Неоднородность существенна только для составляющей потенциала с амплитудой A_1 . Такой выбор характерного размера неоднородности плотности дает возможность искать решение для потенциала ПВ в виде

$$\Psi(x) = \Psi^t(x) + A_2 \exp(-\gamma_2 x). \quad (3.2.6)$$

Из уравнений квазигидродинамики и уравнения Пуассона в неоднородной плазме можно показать, что величина $\Psi^t(x)$ удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\epsilon_1(x) \frac{d^2 \Psi^t}{dx^2} + \frac{d\epsilon_1(x)}{dx} \frac{d\Psi^t}{dx} - \left[k_2 \frac{d\epsilon_2(x)}{dx} + k_2^2 \epsilon_1(x) \right] \Psi^t = 0. \quad (3.2.7)$$

Уравнение (3.2.7) аналитически может быть решено только для некоторых профилей распределения плотности $n_0(x)$. Так, в случае линейного профиля $n_0 = n_0(0)(1 + \alpha x)$ его решения могут быть выражены через вырожденные гипергеометрические функции второго рода G [73, 74]

$$\Psi^t = A_1 \exp(-\xi/2) G(1/2 - \mu, 1, \xi), \quad (3.2.8)$$

где $\xi = 2|(k_2/\alpha\beta)|\varepsilon_1(x)$, $\mu = -\text{sgn}(k_2\alpha)\varepsilon_2(0)/\beta$, $\beta = \varepsilon_1(0) - 1$.

Подстановка решения (3.2.6) с Ψ^t в виде (3.2.8) в граничные условия $\Psi(0) = 0$ и $v_{\text{ex}}(0) = 0$ дает дисперсионное уравнение для ПВ в неоднородной по плотности плазме, которое из-за громоздкости здесь не приводим.

Аналитические исследования дисперсионных свойств ПВ в неоднородной плазме проводились в предельных случаях слабой $|\alpha| \ll |k_2|$ и сильной $|\alpha| \gg |k_2|$ неоднородности. В случае слабой неоднородности выражения для частот потенциальных ПВ имеют следующий вид:

$$\omega = \omega_0(1 + \alpha/k_2), \quad \omega \ll \omega_e; \quad (3.2.9)$$

$$\omega = \omega_0 \left[1 + \frac{\alpha r_D(0)}{4} \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \frac{\Omega_e^2(0)}{\omega_e^2} \right], \quad \omega \gg \omega_e. \quad (3.2.10)$$

В (3.2.9) ω_0 определяется соотношениями (3.2.3), а в (3.2.10) - соотношениями (3.2.4). Выражения (3.2.9) и (3.2.10) показывают, что в обоих случаях частота ПВ увеличивается в случае нарастающего от границы плазмы с металлом профиля плотности ($\alpha > 0$). Для НЧ волн решение дисперсионного уравнения удобно представить в виде

$$k_2 = k_{20} + \delta k_2, \quad (3.2.11)$$

где $\delta k_2 = -\alpha(\omega/\omega_e)\sqrt{m_e/m_1}$, k_{20} определяется выражением (3.2.5). Из решения (3.2.11) следует, что так же как и в случае ВЧ ПВ, фазовая скорость увеличивается при $\alpha > 0$. Эти результаты находятся в соответствии с зависимостью фазовых скоростей ВЧ и НЧ волн в однородной плазме (3.2.3)-(3.2.5) от плотности n_0 [6]. В выражениях (3.2.9)-(3.2.11) добавки, связанные с неоднородностью, малы по сравнению с ω_0 и k_{20} в однородной плазме, что соответствует приближению слабой неоднородности. Более интересные результаты получаются в предельном случае сильной неоднородности ($|\alpha| \gg |k_2|$). В этом случае частота и волновое число ВЧ ПВ связаны простым соотношением

$$\omega = (\omega_e/3)(k_2/\alpha), \quad (3.2.12)$$

из которого видна линейная зависимость $\omega(k_2)$. Кроме того, из

выражения (3.2.12) следует, что частота ВЧ ПВ в сильнонеоднородной плазме значительно меньше электронной циклотронной и направление распространения волны теперь определяется знаком α . Таким образом, в пределе $|\alpha| \gg |k_2|$ ВЧ ПВ могут быть только невзаимными и диапазон частот их существования существенно снижается по сравнению со случаем однородной плазмы.

Для частоты НЧ ПВ в этом же предельном случае можно получить соотношение

$$\omega = -\omega_1 \frac{|k_2|}{\alpha} \frac{m_1}{m_e} \left(\frac{|k_2|}{k_2} + \ln \left| \frac{k_2}{\alpha} \frac{\omega^2}{\omega_1^2} \right| \right), \quad (3.2.13)$$

справедливое в диапазоне частот $\omega_1^2 \ll \omega^2 \ll \Omega_1^2(0)$.

Из выражения (3.2.13) следует, что при определенных условиях фазовая скорость НЧ значительно меньше тепловой во всем вышеуказанном диапазоне. Рассматриваемые волны остаются невзаимными и в случае сильной неоднородности, но при этом становится возможным существование НЧ ПВ с $k_2 < 0$. Таким образом, в отличие от случая ВЧ ПВ диапазон частот существования НЧ ПВ в сильнонеоднородной плазме расширяется и при этом становится возможным распространение волн в отрицательном направлении оси y .

3.2.2. Азимутальные поверхностные волны в плазме конечного давления

В этом пункте покажем, что в цилиндрическом металлическом волноводе радиуса a , полностью заполненном магнитоактивной плазмой конечного давления электронного газа, могут существовать потенциальные АПВ, исследуем их распределение потенциала и дисперсионные свойства в однородной по плотности плазме. Внешнее магнитоактивное поле направлено вдоль оси волновода. Зависимость всех возмущений в поле волны задается в виде (2.3.1). Тогда, исходя из уравнений квазигидродинамики и уравнения Пуассона, можно найти решение для потенциала АПВ

$$\psi(r) = A_1 r^{|m|} + A_2 I_m(\alpha_1 r), \quad (3.2.14)$$

где $\alpha_1^2 = \epsilon_1(\omega_e^2 - \omega^2)/\epsilon_1 v_{Te}^2$. Подставляя решение (3.2.14) в граничные условия $\psi(0) = 0$, $v_{er}(0) = 0$ (v_{er} - радиальная составляющая электронной

скорости), получаем дисперсионное уравнение рассматриваемых АПВ

$$\left(1 + \frac{\omega_c}{\omega} \frac{m}{|m|} \frac{\omega_c^2 - \omega^2}{\Omega_c^2} \varepsilon_1\right) - \frac{\alpha_1 \alpha}{|m|} \left(1 - \frac{\omega_c^2 - \omega^2}{\Omega_c^2} \varepsilon_1\right) \frac{I'_m(\alpha_1 \alpha)}{I_m(\alpha_1 \alpha)} = 0, \quad (3.2.15)$$

где штрих обозначает дифференцирование по аргументу. По своей структуре уравнение (3.2.15) аналогично уравнению (3.2.2) для потенциальных ПВ в геометрии Фойгта и переходит в него в предельном случае "широкого" волновода ($\alpha_1 \alpha \gg 1$), если привести замену $-m/\alpha \rightarrow k_z$. Поэтому следует ожидать, что в предельном случае $\alpha_1 \alpha \gg 1$ вид решений для АПВ будет аналогичным случаю плоской геометрии. Уравнение (3.2.15) допускает также предельный переход $H_0 = 0$. При этом оно принимает вид

$$\frac{\omega^2}{\Omega_c^2} = \frac{|m|}{\alpha \alpha} \frac{I_m(\alpha \alpha)}{I'_m(\alpha \alpha)}, \quad (3.2.16)$$

где $\alpha^2 = -\omega^2 \varepsilon / v_T^2 \varepsilon_1$. Отметим, что уравнение (3.2.16) может быть получено, если в дисперсионном уравнении (3) работы [75], описывающем аксиально-несимметричные поверхностные волны (зависимость волновых возмущений в поле этих волн задается в виде $\exp[i(m\varphi + k_z z - \omega t)]$, k_z - волновое число вдоль оси цилиндра) в цилиндрическом волноводе, заполненном плазмой конечного давления, положить $k_z = 0$. Анализ дисперсионного уравнения (3.2.15) показывает, что в исследуемом волноводе возможно существование как высокочастотных, так и низкочастотных АПВ. Для низкочастотных волн допускаются решения только с $m < 0$, а для высокочастотных с $m > 0$ и $m < 0$. Аналитические решения уравнения (3.2.15) исследовались в предельных случаях "широкого" ($\alpha_1 \alpha \gg 1$) и "тонкого" ($\alpha_1 \alpha \ll 1$) волноводов. В предельном случае $\alpha_1 \alpha \gg 1$ для частоты НЧ ветви АПВ можно получить следующее выражение:

$$\omega \approx \omega_2 \left(1 - \alpha^2 \omega_2^2 / 2m^2 v_T^2\right), \quad (3.2.17)$$

из которого видно, что частота НЧ АПВ близка к нижней гибридной и увеличивается с ростом азимутального числа, стремясь при больших $|m|$ к нижней гибридной частоте. Отметим, что для справедливости гидродинамического описания величина $\omega \alpha / |m|$, играющая роль фазовой скорости АПВ [64] в случае низкочастотных волн, должна быть много

меньше тепловой скорости электронов v_{Te} . Из выражения для фазовой скорости АПВ

$$\omega\alpha/|m| \approx v_{Te} (1 - \omega^2/\omega_e^2)^{1/2}$$

видно, что для справедливости нашего рассмотрения частота АПВ должна удовлетворять следующему неравенству:

$$(\omega_e^2 - \omega^2)/\omega_e^2 \ll 1.$$

В разреженной плазме и в остальных диапазонах частот в плотной плазме НЧ АПВ сильно затухает, поскольку величина $\omega\alpha/|m|$ порядка v_{Te} . В этом же предельном случае существует решение для высокочастотных АПВ, частота которых много больше характерных частот ионных движений. Для ВЧ АПВ дисперсионное уравнение (3.2.15) может быть записано в следующем виде:

$$1 \pm \frac{\omega(\omega \mp \omega_e)}{\Omega_e^2} \approx \frac{\alpha_1 \alpha}{|m|} \frac{\omega \mp \omega_e}{\Omega_e^2} \omega, \quad (3.2.18)$$

где $\alpha_1 = \sqrt{\omega_e^2 - \omega^2}/v_{Te}$, верхний знак относится к решению с $m > 0$, нижний с $m < 0$. Видно, что уравнение (3.2.18) по своей структуре аналогично уравнению (3) работы [68] и переходит в него после замены $|m|/\alpha \rightarrow |k_2|$. Из уравнения (3.2.18) получаем следующее решение для частоты ВЧ АПВ:

$$\omega \approx \pm \frac{\omega_e}{2} + \left(\frac{\omega_e^2}{4} + |m| \frac{r_D}{\alpha} \Omega_e^2 \right)^{1/2}, \quad (3.2.19)$$

которое справедливо при выполнении следующих неравенств: $\omega^2 \ll \omega_e^2$, $|m|r_D/\alpha \ll 1$. В диапазоне частот $\omega \ll \omega_e$ исходное дисперсионное уравнение (3.2.18) допускает решение только с $m < 0$ и в выражении (3.2.19) следует брать только нижний знак. В диапазоне частот $\omega > \omega_e$ возможны решения с $m > 0$ и $m < 0$. При $\omega \ll \omega_e$ решением дисперсионного уравнения (3.2.18) является уравнение

$$\omega \approx \frac{|m|}{\alpha} r_D \frac{\Omega_e^2}{\omega_e}, \quad m < 0, \quad (3.2.20)$$

аналогичное решению (3.2.3) для случая полуограниченной плазмы. Фазовая скорость АПВ с $\omega \ll \omega_e$ равна $\omega\alpha/|m| = v_{Te} (\Omega_e/\omega_e)$ и в плотной

плазме значительно превышает тепловую скорость электронов. При выполнении неравенства $\Omega_e^2 \gg \omega^2 \gg \omega_e^2$ решение для частоты ВЧ АПВ можно представить в виде

$$\omega \approx \Omega_e \sqrt{|m| r_D / a} \quad (3.2.21)$$

Выражение (3.2.21) аналогично решению (3.1.6) для случая полуограниченной свободной плазмы. И в этом случае кинетическое затухание волн мало, поскольку $\omega a / |m| \gg v_{Te}$. Отметим, что в разреженной плазме высокочастотные волны являются сильнозатухающими, поскольку их фазовая скорость близка к тепловой.

Приведем также результаты для случая "тонкого" плазменного волновода ($a_1 a \ll 1$). Этот предельный случай может реализоваться при частотах АПВ, близких к нижней и верхней гибридным частотам. Так, в плотной плазме для НЧ волн справедливо следующее решение:

$$\omega \approx \omega_e (1 - \delta), \quad m < 0, \quad \delta \ll 1,$$

где $\delta \approx (1/2)(\sqrt{m_1/m_1} + \omega_e^2/\Omega_e^2)$. Зависимость частоты от азимутального волнового числа может быть получена при учете следующих членов разложения модифицированных функций Бесселя по малому параметру $a_1 a$. Аналогичное решение может быть найдено и для ВЧ волн ($\omega \approx \omega_1$). Однако из-за слабой зависимости добавки к верхней гибридной частоте от m оно не представляет особого интереса и мы его здесь не приводим.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Настоящая глава посвящена анализу экспериментальных исследований дисперсионных свойств и пространственных распределений поля поверхностных волн в плазменных волноведущих структурах, ограниченных металлом. Как уже отмечалось во введении, первые экспериментальные работы по рассатриваемым ПВ [37, 39] были выполнены для полупроводниковой плазмы. Экспериментальные работы по изучению свойств ПВ в газоразрядной плазме, граничащей с металлом [76-78], связаны с исследованием импедансных свойств металлических антенн, помещенных в плазму. В этих работах распространение высокочастотного сигнала вдоль антенны трактовалось как поверхностная волна на границе раздела антенны с плазмой. На наш взгляд, наиболее подходящие к данному обзору экспериментальные результаты

представлены в работе [78].

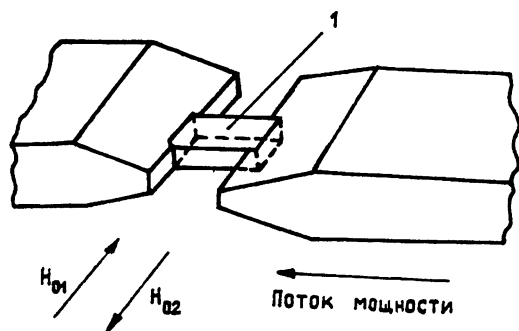


Рис. 4.1.

М. Тода в [37] наблюдал СВЧ поверхностный сигнал в отрезке полупроводникового волновода, заполненного кристаллом электронного антимонида индия ($n\text{-In Sb}$) с плотностью электронов и ионной примеси $\approx 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Эксперимент проводился при температуре жидкого азота $T = 77 \text{ К}$. Поверхность кристалла была покрыта медными пластинками так, что получался волновод прямоугольного сечения $2 \times 2 \text{ мм}$ и длиной 5 мм . Исследуемый образец помещался в основной волновод так, как показано на рис. 4. 1. Внешнее магнитное поле \vec{H}_0 направлено перпендикулярно передаваемой СВЧ мощности. В отсутствие внешнего магнитного поля сигнал регистрировался на шумовом уровне, а с ростом величины H_0 мощность регистрируемого сигнала увеличивалась. Это находится в соответствии с теоретическими представлениями об отсутствии ПВ на границе раздела однородной холодной плазмы без магнитного поля [24] и о существовании ПВ на границе раздела холодной магнитоактивной плазмы с металлом (гл. 2 настоящего обзора). Затем медная пластинка 1, покрывающая образец сверху, удалялась и регистрировалась СВЧ мощность, передаваемая по нижней границе волновода при двух противоположных направлениях магнитного поля H_{01} и H_{02} (рис. 4. 1). Отношение амплитуд регистрируемых СВЧ сигналов A_1/A_2 , соответствующих направлениям магнитного поля H_{01} и H_{02} , оказалось порядка 100. Отмечено, что направление H_{02} является "запирающим" для поверхностного сигнала, распространяющегося вдоль нижней границы волновода. Если удалить только нижнюю пластинку, то направление распространения волны менялось на противоположное. На рис. 4. 2 представлена зависимость передаваемой мощности P вдоль нижней границы волновода от магнитного поля (вводимая мощность $\cdot 2 \text{ мВт}$,

частота сигнала $\omega = 1,5 \cdot 10^{11}$ рад/с). Кривая 1 соответствует ориентации H_{01} магнитного поля, а кривая 2 - ориентации H_{02} . Из рисунка, в частности, видно сильное отличие амплитуд передаваемых сигналов друг от друга. Вышесказанное свидетельствует об однонаправленности ПВ, распространяющихся на границе холодной магнитоактивной плазмы, что соответствует результатам пункта 2.1.2 настоящего обзора. В эксперименте также наблюдался рост амплитуды волны с увеличением внешнего магнитного поля (рис. 4.2). На наш взгляд, это связано с тем, что при заданной частоте генератора изменением H_0 варьируется отношение ω/ω_c , от которого зависит затухание рассматриваемых волн. Отметим, что в работе [37] предложена, на наш взгляд, интересная методика идентификации поверхностных волн, локализованных вблизи различных границ структуры. Был использован асимметричный образец n -In Sb, в котором верхняя граница несколько длиннее нижней. Это приводит к тому, что волны, распространяющиеся вдоль верхней и нижней границ структуры, проходят различные расстояния. Как следствие этого появляется сдвиг фаз между рассматриваемыми ПВ, что дает возможность их качественной идентификации.

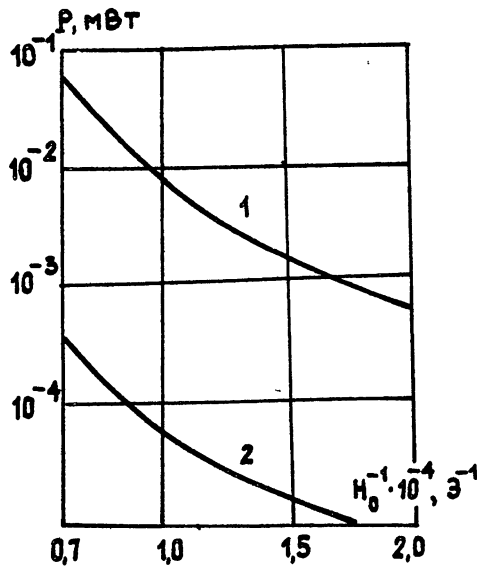


Рис. 4.2.

Работа Хироты и Судзуки [39] является логическим продолжением работы Тоды [37]. Ими был предложен новый тип твердотельного плазменного волновода, в котором использовалась слоистая структура полупроводник-диэлектрик, ограниченная с обеих сторон металлом (Cu). В качестве полупроводника использовался монокристалл In Sb с $n_0 \approx 9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 77 \text{ К}$, а поликристалл Cu O использовался в качестве диэлектрика. Отметим, что диэлектрические проницаемости Cu O (18,1) и In Sb (18,7) близки, что дало возможность авторам согласовать фазовые скорости ПВ, распространяющихся на границах In Sb-Cu и In Sb-Cu O (рис. 4.3), с точностью до 1,6%. В рассматриваемом эксперименте, так же как и в работе [37], использовались два направления внешнего магнитного поля H_{01} и H_{02} , как показано на рис. 4.3, а металлическое покрытие,

граничащее с In Sb, свободно удалялось. Случай, когда покрытие присутствует, авторы назвали "состоянием с открытой границей", а противоположную ситуацию "состоянием с закрытой границей". В экспериментах использовались размеры образца и величины внешнего магнитного поля, сравнимые с использовавшимися в экспериментах Тоды. Получены

зависимости передаваемой мощности от величины H_0 для различных СВЧ частот, ориентаций магнитного поля и состояний границы.

Результаты измерений зависимости передаваемой мощности P по волноводу от величины магнитного поля даны на рис. 4.4. Сплошные линии соответствуют направлению H_{01} магнитного поля, а пунктирные - направлению H_{02} . Размеры образца при измерениях были $5 \times 2 \times 10,6 \text{ мм}$; кружки соответствуют "состоянию с закрытой границей", а треугольники - "состоянию с открытой границей". Из рис. 4.4 следует, что в случае, когда направление магнитного поля было H_{01} , передаваемая мощность практически не зависит от величины магнитного поля. Для направления H_{02} передаваемая мощность уменьшается с увеличением магнитного поля до минимального значения при H_{0c} , а затем увеличивается с ростом магнитного поля. Причем величина H_{0c} увеличивается с ростом частоты СВЧ сигнала. Измерения показали, что в "состоянии с закрытой границей" при направлении магнитного поля H_{01} СВЧ мощность

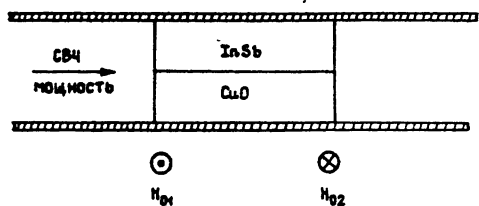


Рис. 4.3.

передается вдоль границы In Sb-Cu с потерями при передаче порядка 20 дБ. Для противоположного направления H_{02} СВЧ мощность передается вдоль границы раздела In Sb-Cu с уровнем потерь порядка 5 дБ. То есть экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что ПВ на границе раздела плазмopodobной среды с металлом характеризуются несколько большими значениями потерь, нежели ПВ на границе

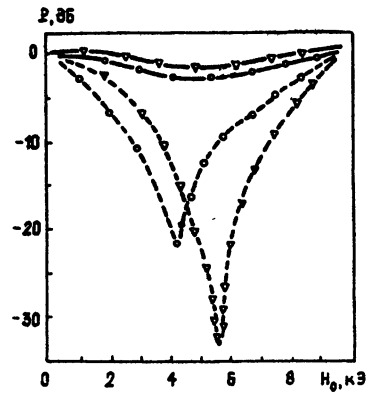


Рис. 4.4.

раздела плазмopodobной среды с диэлектриком. На это обстоятельство также указано в обзоре Альтшулера, Каца и Попова [25].

В "состоянии с открытой границей" при направлении магнитного поля H_{02} на частоте магнитоплазменного резонанса $\omega_0 = \Omega_c^2/\omega_0$ отмечено значительное увеличение потерь (до 38 дБ). При направлении H_{01} подобного резонанса не наблюдалось. После того как слой Cu удалялся из волновода, резонанс также не обнаружен. Авторы отмечают, что, так же как и в работе Тоды [37], направление магнитного поля H_{02} является "запирающим" для ПВ на границе плазма-металл, т. е. при таком направлении СВЧ мощность передается через ПВ на границе Cu — In Sb. Но поскольку нас в данном обзоре интересуют ПВ на границе плазма-металл, то результаты по исследованию волны на границе Cu — In Sb и объяснение резонансного увеличения ее потерь, приведенное в рассматриваемой работе, мы не приводим. Отметим только, что авторы связывают резонансное увеличение потерь до 38 дБ с возбуждением магнитоплазменной волны в In Sb циркулярно поляризованным СВЧ полем. На наш взгляд, наиболее интересными результатами работы [39] по теме предлагаемого обзора являются идентификация и измерение уровня потерь ПВ на границе плазма-металл, а также согласование вышеуказанной волны с волной на границе полупроводника с диэлектриком.

В работе [78] исследовались волновые свойства антенны, помещенной в магнитоактивную плазму. Цилиндрическая антенна, выполненная из немагнитного материала (длина ≈ 20 см, диаметр $\approx 1-4$ мм), сопряженная с коаксиальным кабелем, выводилась в разрядную камеру через специальное отверстие в аноде газоразрядной

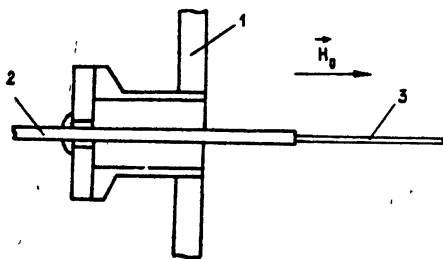


Рис. 4.5.

трубки, находящейся в аксиальном магнитном поле, как показано на рис. 4.5. На этом рисунке 1 - анод, 2 - коаксиальный кабель, 3 - антенна. Гелиевая плазма создавалась в стеклянной трубке в тлеющем разряде на постоянном токе (холодный катод) при давлении $\approx 6-14$ Па. Величина магнитного поля в центре разрядной камеры изменялась от 0 до 0,02 Тл. Исследовались дисперсионные характеристики ПВ, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля. Одна из основных задач, которые ставили перед собой авторы работы [78], заключалась в изучении влияния переходного слоя от плазмы к металлу на ВЧ свойства антенны. Параметры переходного слоя искусственно менялись приложением к антенне небольшого отрицательного по отношению к аноду напряжения, и его толщина, по мнению авторов, варьировалась в различных экспериментах от 10 до 100 дебаевских радиусов. На рис. 4.6 приведены дисперсионные кривые ПВ для различных значений толщины переходного слоя. Здесь $\omega_e = 3,52 \cdot 10^9$ рад/с, $\Omega_e = 2,5 \omega_e$, $\nu = \omega_e/22$, параметры антенны: длина - 21 см, диаметр - 0,08 см. Кривым 1-3 соответствуют значения ширины переходного слоя $s = 16r_D$; $28r_D$; $39r_D$ соответственно. С уменьшением s частота волны уменьшается и может стать меньше ω_e . На это обстоятельство указывалось в работе [76] в связи с тем, что электронная циклотронная частота является граничной для ПВ на границе плазма-металл, а ПВ на границе щель-плазма имеет граничную частоту $\Omega_e/\sqrt{2}$. С уменьшением же переходного слоя

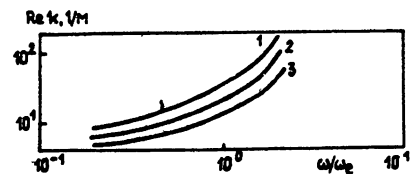


Рис. 4.6.

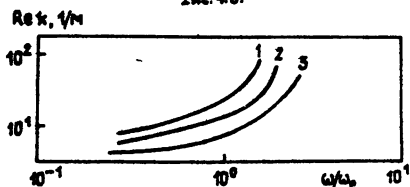


Рис. 4.6.

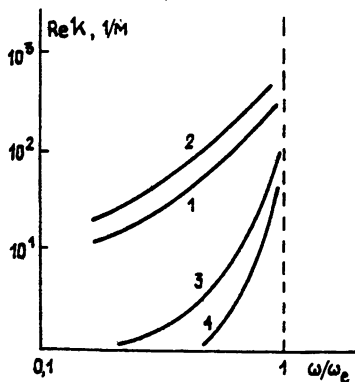


Рис 4 7

исследуемая волна превращается в волну на границе плазма-металл с граничной частотой ω_c . В этой же работе приведено также исследование дисперсионных свойств ПВ на границе плазма-металл, результаты которого приведены на рис. 4.7, из которого видно, что граничной частотой ПВ является электронная циклотронная частота. Рис. 4.7 соответствует следующим параметрам плазмы: $\omega_c = 3,52 \cdot 10^9$ рад/с, $\Omega_c = 4\omega_c$, $\nu = \omega_c/28$. Кривая 1 соответствует антенне с диаметром $d = 0,08$ см, а кривая 2 - с $d = 0,45$ см. В первом случае, как отмечают авторы, диаметр антенны меньше глубины проникновения ПВ, и их дисперсия должна описываться в цилиндрической геометрии, а во втором случае диаметр антенны больше глубины проникновения и для сравнения эксперимента с теорией можно пользоваться моделью полуграниченной плазмы. Наши оценки по формулам (2.1.12) показывают, что при параметрах плазмы, соответствующих рис. 4.7, глубина проникновения ПВ порядка 3 мм на частотах $\omega \ll \omega_c$ и уменьшается с ростом частоты волны. На наш взгляд, и в этом случае моделью полуграниченной плазмы можно пользоваться только для качественных оценок. В работе [78] также отмечено, что в случае отсутствия переходного слоя зависимость волнового числа от частоты, полученная экспериментально, хорошо соответствует оценочной формуле, полученной в работе [76] (используем обозначения, принятые в нашем обзоре) для случая бесконечно тонкого провода, помещенного в магнитоактивную плазму

$$k_3 \approx k\sqrt{\epsilon_1},$$

которая с точностью до коэффициента $\sqrt{2}$ совпадает с приведенной в нашем обзоре формулой (2.1.12) для волнового числа ПВ, распространяющейся вдоль магнитного поля на границе плазма-металл. Это говорит, по крайней мере, о хорошем качественном согласии экспериментальных результатов работы [78] с теоретическими выводами настоящего обзора. На рис. 4.7 также приведена частотная зависимость коэффициентов аттенуации ПВ (кривые 3,4), из которой видно, что затухание ПВ возрастает по мере приближения частоты волны к электронной циклотронной.

Для волн при наличии переходного слоя исследовалась также зависимость дисперсии от плотности плазмы. Она приведена на рис. 4.8 (ω_c, ν и d те же, что и на рис. 4.6; рис. 4.8 построен для ширины переходного слоя $s = 49r_p$; кривым 1-3 соответствуют следующие соотношения между электронными плазменной и циклотронной частотами: 1) $\Omega_c/\omega_c = 1,9$; 2) $\Omega_c/\omega_c = 2,5$; 3) $\Omega_c/\omega_c = 3,7$). В рассматриваемом

случае эта зависимость оказывается слабой.

На наш взгляд, наиболее интересными экспериментальными результатами работы [78] являются подтверждение существования поверхностных волн на границе раздела газоразрядная плазма-металл, исследование их дисперсионных характеристик и коэффициентов поглощения. Самостоятельный интерес представляют результаты по изучению влияния искусственно создаваемого волноводного канала между плазмой и металлом, что позволяет увеличить частоту отсечки ПВ до $\Omega_c/\sqrt{2}$, т.е. до граничной частоты ПВ на границе плазма-диэлектрик. Эти исследования идут параллельно с работами по изучению влияния металлического экрана на распространение ПВ на границе плазма-диэлектрик и аналогичными работами по изучению свойств слоистых структур металл-диэлектрик-полупроводник-металл. Интересные результаты для газовой плазмы в этом направлении, на наш взгляд, содержатся в работах [79-81], а для полупроводниковой плазмы в работах [82-84]. Но поскольку к теме настоящего обзора эти результаты относятся лишь косвенно, то мы их здесь не приводим.

Недавно был опубликован обзор [85], посвященный исследованию роли поверхностных электромагнитных волн в различных фотоприемных устройствах. В нем экспериментально исследовано преобразование излучения различных спектральных диапазонов в фототок с помощью возбуждения ПВ в детекторах на основе структур металл-оксид-металл (МОМ) и металл-полупроводник (диод Шоттки). Из ряда ПВ, изучавшихся в данном обзоре, нас больше всего интересуют ПВ на границе полупроводник-металл (в диодах Шоттки). На примере структур Au-In P, Ag-n-Ga As продемонстрировано усиление фотозффекта с помощью ПВ на границе металл-полупроводник. Высокая интенсивность преобразования в фототок связывается с локализацией поля рассматриваемой волны в активной области структуры. Результаты, приведенные в обзоре [85], несомненно, представляют интерес для понимания процессов, происходящих в структурах плазмopodobная структура-металл.

Таким образом, в этой главе представлены экспериментальные результаты, свидетельствующие о существовании поверхностных волн на границе плазма-металл для частных случаев поперечного относительно внешнего магнитного поля распространения в полупроводниковой плазме и продольного распространения в газовой плазме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящем обзоре представлены результаты

исследований по ПВ в структуре плазма-металл. К основным результатам следует отнести следующие:

1. В однородной плазме без магнитного поля волны поверхностного типа возможны, если существенно газокINETическое давление электронного газа. При этом в металлическом волноводе, полностью заполненном плазмой, могут распространяться как аксиально-симметричные, так и несимметричные ПВ.

2. Если плазма помещена во внешнее магнитное поле, то волны поверхностного типа существуют и на границе холодной плазмы с металлом. В зависимости от направления распространения эти волны могут быть истинно-поверхностными и обобщенно-поверхностными, взаимными и невзаимными. Волны в холодной плазме являются существенно непотенциальными.

3. Учет теплового движения электронов в магнитоактивной плазме приводит к появлению потенциальных ПВ, причем эффект невзаимности сохраняется.

4. В цилиндрическом металлическом плазменном волноводе, полностью заполненном плазмой, могут распространяться азимутальные поверхностные волны. Для их существования в свободной плазме необходим учет теплового движения электронов. Если же плазма помещена в аксиальное магнитное поле, то АПВ являются невзаимными и могут распространяться в отсутствие теплового движения электронов.

5. В плоском однородном слое плазмы, ограниченном металлическими пластинами, дисперсионные характеристики ПВ, распространяющиеся поперек внешнего магнитного поля, не зависят от размеров слоя. Поперечная неоднородность плотности плазмы приводит к появлению такой зависимости. В случае цилиндрического коаксиала, заполненного плазмой, дисперсионные свойства АПВ зависят от размеров слоя.

Эти и другие свойства ПВ в структурах плазма-металл могут быть интересными для различных приложений. Поэтому необходимы дальнейшие исследования свойств (главным образом нелинейных) этих волн.

Данный обзор преследует цель стимулировать экспериментальные исследования ПВ в структурах плазма-металл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бернашевский Г. А., Богданов Е. В., Кислов В. Я., Чернов З. С. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. -М.: Сов. радио, 1965.

2. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. //УФН. 1981. Т. 133. № 1. С. 3.
3. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. -М.: Атомиздат, 1980.
4. Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б. //УФН. 1951. Т. 44. № 2. С. 321.
5. Кондратенко А. Н., Куклин В. М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988.
6. Кондратенко А. Н. Поверхностные объемные волны в ограниченной плазме. -М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. -М.: Наука, 1990.
8. Левитский С. М., Кошечая С. В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. -Киев: Выща школа, 1986.
9. Кац Л. Н. Полупроводниковые СВЧ волноводы. -М.: ЦНИИ Электроника, 1979 (Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 9 (630)).
10. Платцман Б., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. -М.: Мир, 1975.
11. Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. -М.: Атомиздат, 1979.
12. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. -М.: Атомиздат, 1973.
13. Марч Н., Паринелло М. Коллективные эффекты в твердых телах и жидкостях. -М.: Мир, 1986.
14. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн/Под ред. А. Я. Усикова. -Киев: Наукова Думка, 1986.
15. Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. -Киев: Наукова Думка, 1985.
16. Трубецков Д. Н., Пищик Л. А. //Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 342.
17. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. -М.: Атомиздат, 1975.
18. Электродинамика плазмы/Под ред. А. И. Ахиезера. -М.: Наука, 1974.
19. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. -М.: Наука, 1976.
20. Ситенко А. Г. Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. -Киев: Наукова Думка, 1977.
21. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Основы физики плазмы. -М.: Энергоатомиздат, 1984. Т. 2. С. 119.
22. Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. - Киев: Наукова Думка, 1984.
23. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. -М.: Наука, 1977.
24. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. -М.: Атомиздат, 1976.

25. Альтшулер Е. Ю., Кац Л. И., Попов В. В. Поверхностные электромагнитные волны в полупроводниковых структурах и их применение в технике СВЧ. -М.: ЦНИИ Электроника, 1933 (Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 7 (940)).
26. Поверхностные поляритоны/Под ред. В. М. Агроновича, Д. Л. Миллса. -М.: Наука, 1985.
27. Никитин А. К., Тищенко А. А. //Зарубежная радиоэлектроника. 1983. N 3. С. 38.
28. Vandenplas P. E. Electron waves and Resonances in bounded plasmas. -Interscience publishers, 1968.
29. Surface waves in plasma and solids/Ed. by S. Vucovic. -World Scientific, 1986.
30. Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. -М.: Наука, 1986.
31. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетерев А. П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. -М.: Наука, 1989.
32. Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. -Киев: Наукова Думка, 1989.
33. Бразис Р. С. //Лит. физ. журн. 1981. Т. 21. N 4. С. 73.
34. Амбразявичене В. С., Бразис Р. С., Кунигелис А. А. Препринт ИФП АН ЛитССР. -Вильнюс, 1987.
35. Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A. W. //Plasma Phys. 1982. V. 24. N 11. P. 1331.
36. Seshardi S. R. //IRE Trans. MTT. 1962. V. MTT-10. N 6. P. 573.
37. Toda M. //J. Phys. Soc. Japan. 1964. V. 19. N 7. P. 1126.
38. Hirota R. //Ibid. 1964. V. 19. N 7. P. 1130.
39. Hirota R., Suzuki K. //Ibid. 1966. V. 21. N 6. P. 1112.
40. Давыдов А. Б., Захаров В. А. //ФТТ. 1975. Т. 17. N 1. С. 201.
41. Захаров В. А. //ФТТ. 1976. Т. 18. N 6. С. 1164.
42. Halevi P. //Phys. Rev. B. 1981. V. B23. N 6. P. 2635.
43. Захаров В. А. //ФТП. 1982. Т. 16. N 4. С. 712.
44. Захаров В. А., Штрапенин Г. Л. //ФТП. 1984. Т. 18. N 5. С. 802.
45. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Костенко В. В. //ЖТФ. 1986. Т. 56. N 2. С. 391.
46. Белецкий Н. Н., Гасан Е. А., Яковенко В. М. Препринт ИРЭ АН УССР N 310. -Харьков, 1986.
47. Попов В. С., Троицкий С. В., Якименко Н. П. //Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. N 1. С. 46.
48. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н. //Укр. физ. журн. 1985. Т. 30. N 5. С. 718.
49. Бакунов М. Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. N 1. С. 25.
50. Walles R. F., Brion J. J., Burstein E., Hartstein A. //Phys. Rev. B. 1974. V. B9. N 8. P. 3424.
51. Файнберг Я. Б., Горбатенко М. В. //ЖТФ. 1959. Т. 29. N 6. С. 549.

52. Байбаков В. И., Дацко В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. N 4. С. 195; ФТТ. 1973. Т. 15. N 15. С. 1616; ФТП. 1979. Т. 13. N 4. С. 803; ФТП. 1981. Т. 15. N 11. С. 2261.
53. Zagorodnov O. G., Fainberg Ya. B., Egorov A. M., Kivshik A. F. Proc. Int. Conf. High. Energy Accelerators. -Geneva: CERN. 1959. V. 1. P. 885.
54. Сергейчев К. Ф. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. N 4. С. 1158.
55. Tatarova E., Stoychev T. // Bulg. J. Phys. 1986. V. 13. N 2. P. 183.
56. Недоспасов А. В., Токарь М. З. Пристеночная плазма в токамаках/ Вопросы теории плазмы. -М.: Энергоатомиздат, 1990. Вып. 18. С. 68.
57. Reverdin D. L. // J. Appl. Phys. 1951. V. 22. N 3. P. 257.
58. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. -М.: Наука, 1975.
59. Азаренков Н. А., Загинайлов Г. И., Кондратенко А. Н. // Укр. физ. журн. 1985. Т. 30. N 2. С. 231.
60. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Мельник В. Н., Олефир В. П. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. N 11. С. 2195.
61. Азаренков Н. А., Загинайлов Г. И., Кондратенко А. Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. N 3. С. 635.
62. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. N 7. С. 1525.
63. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. С. 29.
64. Гирка В. А., Гирка И. А., Кондратенко А. Н., Ткаченко В. И. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. N 2. С. 296.
65. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. N 14. С. 68.
66. Азаренков Н. А., Остриков К. Н., Щербинина И. Б. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. N 10. С. 2031.
67. Азаренков Н. А., Остриков К. Н. Проблемы ядерной физики и космических лучей. -Харьков: Выща школа, 1989. Вып. 31. С. 48.
68. Азаренков Н. А., Остриков К. Н. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. N 3. С. 316.
69. Ханкина С. И., Яковенко В. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 4. С. 436.
70. Азаренков Н. А., Костенко В. В. // Укр. физ. журн. 1986. Т. 31. N 4. С. 457.
71. Романов Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. N 10. С. 1533.
72. Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Костенко В. В. // Тезисы докл. 4 Всесоюзной конф. Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой. -Ташкент: ФАН, 1985. С. 89.
73. Erdelyi A. et al. Higher transcendental functions. -N. Y.: Mc Graw Hill, 1953.
74. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. -М.: Наука, 1979.
75. Азаренков Н. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. N 6. С. 1165.
76. Mushiake Y. // J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. D. 1964. V. 69. N 4. P. 503.

77. Sawaya K. T., Ishizone T., Mushiake Y. //Radio Science. 1978. V. 13. N 1. P. 21.
78. Laurin J. J., Morin G. A., Balmain K. G. //Radio Science. 1989. V. 24. N 3. P. 289.
79. Nghiem P., Chaker M., Bloyet E., Leprince Ph., Marec J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 2920.
80. Atanassov V. /Ph. D. Theses. Sofia University. 1984.
81. Ferreira C. M., Moisan M. //Phys. Scripta. 1988. V. 38. N 2. P. 382.
82. Альтшулер Ю. Г., Ершов В. В., Кац Л. И. //Радиотехника и электроника. 1972. Т. 17. N 8. С. 1737.
83. Попов В. В., Ревзин Р. М. Статья депонирована в ЦНИИ Электроника, рег. N ДЭ-1820. Деп. от 7 июля 1976 г.
84. Nakayama M., Tsuji M. //J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 43. N 1. P. 164.
85. Беляков Л. В., Сресели О. М. //ФТП, 1991. Т. 25. N 8. С. 1281.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
19 сентября 1991 г.

УДК 550.388.2; 621.371.25

**УПРАВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДНЫМ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН
ЗА СЧЕТ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ**

*Л. М. Ерухимов, В. А. Иванов, В. Д. Костромин, В. С. Максимов,
Н. А. Митяков, С. В. Розанов, Н. В. Рябова, В. П. Урядов, В. В. Шумаев*

Экспериментально исследованы условия захвата радиоволн в ионосферный волноводный канал из-за рефракции на градиенте электронной концентрации, а также вывода на Землю волноводных мод за счет ракурсного рассеяния на искусственных ионосферных неоднородностях. Определены геофизические условия для наиболее эффективного управления выводом радиоволн из волновода и частотно-временные характеристики спускаемой моды

Известно [1], что в волноводе Земля - ионосфера существуют приподнятые каналы, распространение в которых на трассах большой протяженности характеризуется рядом преимуществ по сравнению со скачковым механизмом распространения, таких, как малые потери на поглощение, распространение на частотах в 1,5-2 раза превышающих МПЧ скачкового механизма. Существуют, однако, проблемы [2] захвата радиоволн в ионосферный волноводный канал (ИВК) и вывода из него энергии на поверхность Земли. Для невозмущенной ионосферы наиболее эффективным механизмом захвата (вывода) считается рефракция на горизонтальных градиентах электронной концентрации. Другие механизмы связаны с рассеянием радиоволн на неоднородностях электронной концентрации. Создание в ионосфере под действием мощного радиоизлучения искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН) открывает возможности управления волноводным распространением КВ.

Впервые вывод радиоволн из ИВК за счет ракурсного рассеяния радиоволн на ИИН экспериментально был обнаружен авторами [4] при работе на ряде фиксированных частот. Однако грубая сетка частот, невозможность разделения мод распространения существенно ограничили глубину этих исследований.

В работе определяются условия захвата КВ в ИВК за счет градиента электронной концентрации вдоль трассы распространения и определяется влияние геомагнитной и ионосферной возмущенности на эффективность вывода энергии из канала путем ракурсного рассеяния на ИИН, а также исследуются частотно-временные характеристики волноводных мод.

1. Для решения поставленной задачи нами был использован ЛЧМ-иозонд [5], обладающий высокой помехозащищенностью, высоким разрешением по времени и частоте, а также созданная на его основе сеть станций НЗ ионосферы [5, 6].

Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Зондирование ионосферы осуществлялось из Хабаровска в диапазоне частот 6-28,4 МГц. Скорость изменения частоты составляла 350 кГц/с. Для передачи использовалась антенна типа РГ 65/4-1 ($\lambda_0 = 19$ м). Мощность сигнала на входе антенны составляла 0,5 кВт. Наблюдения проводились с 18 по 23 марта 1991 г. с 22.00 до 06.00 мск., когда на трассе для данного сезона (равноденствие) существовал максимальный отрицательный градиент электронной концентрации, обеспечивающий захват радиоволн в ИВК.

Для вывода радиоволн из ИВК нами был использован эффект ракурсного рассеяния радиоволн на ИИН, возбуждение которых осуществлялось мощным КВ-радиоизлучением стенда "Сура", расположенным в Васильсурске Нижегородской области на расстоянии 5,8 Мм от Хабаровска.

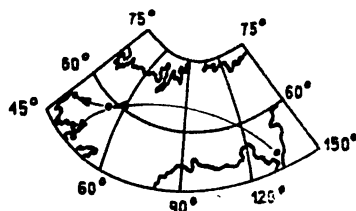


Рис. 1.

Передатчик стенда работал с эффективной мощностью РГ ~ 100 МВт и излучал вертикально вверх волны обыкновенной поляризации на частоте волны накачки (f_H), которая выбиралась вблизи критической частоты слоя F2 ($f_H < f_oF2$). Воздействие на ионосферу осуществлялось циклами: 5 минут - нагрев, 5 минут - пауза.

Приемный пункт в Темрюке был расположен к югу от трассы Хабаровск - "Сура" на расстоянии ~ 1,3 Мм от нагревного стенда (угол рассеяния $\theta_s \sim 30^\circ$). Прием ЛЧМ-сигналов производился на антенну РГ 65/4-1 ($\lambda_0 = 19$ м), ориентированную на область возмущения (ОВ).

Ионосферная обстановка контролировалась с помощью станций ВЗ в пунктах излучения и "нагрева", а геомагнитная - магнетометром в

пункте излучения.

Для контроля эффективности возбуждения ИИН использовался КВ-локатор, расположенный на расстоянии 1,2 км от нагревного стенда в направлении трассы Хабаровск - "Сура" в п. Дымер Киевской обл. [7]. Передатчик локатора мощностью 25 кВт работал в импульсном режиме на ряде фиксированных частот из диапазона 16,6 - 19,9 МГц на антенну РГ 65/4-1 ($\lambda_0 = 18$ м), ориентированную на ОВ. Прием обратно-рассеянных от ИИН КВ-сигналов осуществлялся на фазированную антенную решетку.

2. В Темрюке на ионограммах НЗ во время "нагрева" ионосферы наблюдались дополнительные моды ($2F_2$). Характерные примеры ДЧХ приведены на рис. 2а, б. Малые времена развития моды $2F_2$ ($t_H < 1$ мин) указывают на ее связь с возбуждением искусственных мелкомасштабных магнитно-ориентированных неоднородностей с поперечными размерами $l_{\perp} = \lambda/2 \sin(\theta_s/2)$ (для $\lambda \sim 15$ м и $\theta_s \sim 30^\circ$, $l_{\perp} \sim 30$ м), ответственных за ракурсное рассеяние радиоволн.

Следует отметить, что в периоды повышенной геомагнитной активности происходило увеличение диффузности следов скачковых мод и наблюдались случаи регистрации на ДЧХ дополнительных мод, существование которых не коррелировало с работой нагревного стенда. Пример такой ситуации показан на рис. 2в, из которого видно, что дополнительный след $2F_2$ регистрируется на частотах, превышающих МНЧ скачковых мод и занимает диапазон $\Delta f \sim 2 - 2,5$ МГц. Наиболее продолжительно данный эффект наблюдался 20 марта, когда дополнительные моды существовали с 00 ч. 53 мин до 02 ч 38 мин мск.

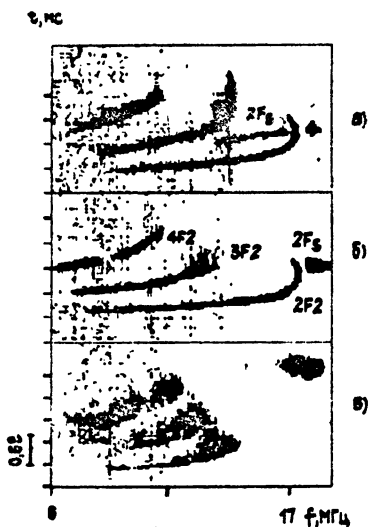


Рис. 2.

Рис. 3 характеризует ионосферно-геомагнитную обстановку в период проведения экспериментов. Уровень геомагнитной активности характеризуется K_p - индексом, а ионосферные возмущения величиной $\Delta f_0 F_2 = (f_0 F_2 - \langle f_0 F_2 \rangle) / \langle f_0 F_2 \rangle$. Прямоугольниками на временной оси

отмечены интервалы наблюдений. Штриховкой указаны промежутки времени, на которых наблюдались ракурсные моды (РМ), коррелировавшие с периодами работы стенда "Сура". Можно заметить, что такие РМ имели место лишь в периоды низкой геомагнитной активности ($K_p \sim 1-2$). Отсутствие эффекта 21 марта, когда $K_p \sim 1-2$, по-видимому, связано с отрицательным ионосферным возмущением на трассе.

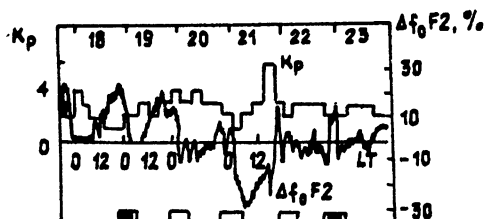


Рис. 3.

На зависимость эффективности возбуждения ИИН от уровня геомагнитной и ионосферной возмущенности указывают результаты зондирования области возмущения с помощью КВ-локатора. Согласно полученным данным, обратное рассеяние КВ от ИИН наблюдалось в период с 22 ч 13 мин 18 марта до 0 ч 20 мин 19 марта на частотах $f \sim 18 \dots 20$ МГц. При этом поперечник сечения обратного рассеяния достигал максимального значения $\sigma = 8 \cdot 10^7$ м² 18 марта в 23 ч 30 мин. Обратное рассеяние КВ от области возмущения не наблюдалось как в периоды повышенной геомагнитной активности, когда $K_p \sim 3-4$, так и при отрицательном ионосферном возмущении.

Полученные данные позволили исследовать динамику РМ сигнала, обусловленную работой стенда "Сура". На рис. 4а в качестве примера представлены результаты экспериментов, проведенных 18 и 19 марта. Точками обозначены МНЧ моды 2F2, а вертикальными линиями - диапазоны частот, занимаемых РМ на последней минуте нагревного воздействия на ионосферу.

Для интерпретации представленных данных на рис. 4а также приведен суточный ход градиента плазменной частоты на стороне передатчика, усредненный вдоль трассы по пространственным масштабам 0-2 Мм и 2-4 Мм. Как видно из рис. 4а в тех случаях, когда $\text{grad } f_0 > (3-4) \cdot 10^{-2}$ (МГц/100 км), РМ наблюдается на частотах, меньших МНЧ 2F2. При обратном неравенстве она наблюдается, в основном, на частотах, больших чем МНЧ 2F2.

На рис. 4б приведен пример, иллюстрирующий возможность управления РМ путем модификации ионосферы мощным радиоизлучением станда "Сура" для случая значительного градиента электронной концентрации на стороне передатчика. По вертикальной оси здесь отложена разность между МНЧ ракурсной моды и МНЧ скачковой моды, усредненная по ряду последовательных циклов "нагрев-пауза" в период с 0 до 03.00 ч мск. Следует отметить, что РМ при этом занимает диапазон частот Δf - 2-3 МГц.

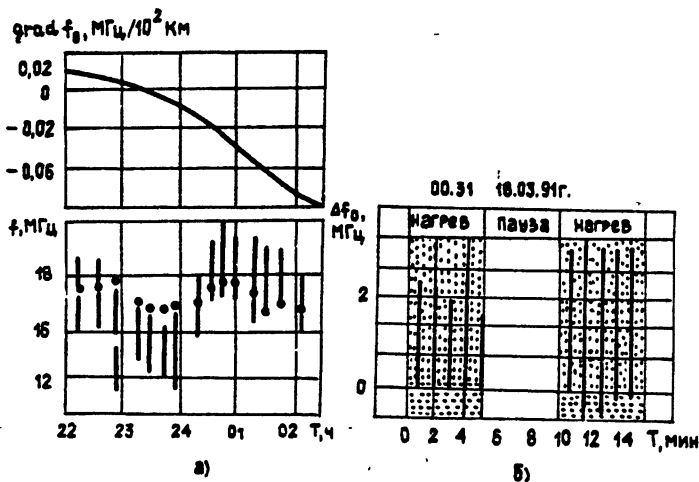


Рис. 4.

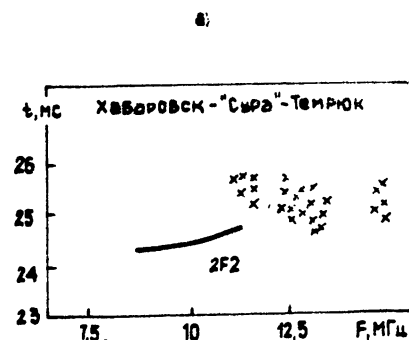
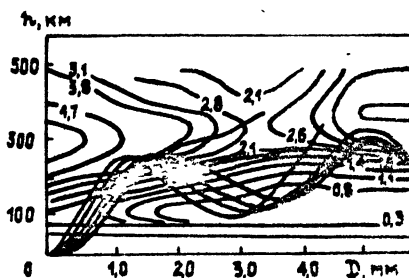
Эксперименты показали, что после 03 ч мск РМ практически не наблюдалась. Это вероятно связано как с уменьшением эффективности нагрева ионосферной плазмы, так и с изменением ракурсных условий рассеяния для данной геометрии эксперимента.

3. Для анализа экспериментальных данных использовалось математическое моделирование распространения КВ с учетом ракурсного рассеяния радиоволн на магнитно-ориентированных неоднородностях F-области ионосферы. Выполнялись как траекторные расчеты, так и синтез ионограмм для радиоволн, распространяющихся по дуге большого круга между излучателем и областью возмущения. Синтез ионограммы ракурсной моды проводился на основе расчета системы лучевых траекторий по методике, изложенной в [8]. В расчетах использовалась модель ионосферы, где $N(h)$ -профиль задавался в виде суммы чепменовских слоев, а область, ответственная за рассеяние - в виде

диска, положение которого по высоте могло меняться в пределах ионосферного слоя. Параметры $N(h)$ -профиля брались из данных долгосрочного ионосферного прогноза.

Моделирование распространения КВ на трассе Хабаровск - "Сура" показало, что условия ракурсного рассеяния могут реализоваться как для скачковых, так и для волноводных мод распространения. Если отрицательный градиент электронной концентрации, обусловленный терминатором недостаточен, то в пункте приема будет регистрироваться ракурсный сигнал скачковой моды распространения на частотах, меньших МНЧ 2F2. С увеличением градиента происходит захват радиоволн в ИВК в широком диапазоне углов излучения сигнала (см. рис. 5б).

На рис. 5а приведена синтезированная ионограмма НЗ ионосферы. Сплошная линия соответствует скачковой моде 2F2 прямого сигнала для трассы Хабаровск - Темрюк, крестиками обозначена РМ для трассы Хабаровск - "Сура" - Темрюк. Траектории ракурсной моды на участке Хабаровск - "Сура" для частоты $f = 14,6$ МГц показаны на рис. 5б. Здесь же приведены изолинии плазменных частот f_0 ионосферы вдоль трассы, полученные на основе глобальной модели ионосферы SMI-88 для 19.03.91 г.: $T = 01$ ч мск при $K_p = 2,0$ и $W-100$ (W - солнечная активность). Из рис. 5 видно, что на частотах выше МНЧ 2F2 происходит ракурсное рассеяние только волноводных мод распространения.



б)

Рис. 5.

Таким образом, экспериментальные данные, представленные на рис. 4, характеризуют величину градиента плазменной частоты $\text{grad } f_0 \sim -(3-4) \cdot 10^{-2}$ (МГц/100 км), при котором начинается эффективный захват радиоволн в ИВК.

Условия вывода КВ из ИВК зависят от геофизических условий, определяющих эффективность возбуждения искусственных

неоднородностей. Согласно полученным данным, вывод радиоволн наиболее вероятен, когда $K_p \sim 1-2$ и отсутствуют отрицательные ионосферные возмущения. В этих случаях возможно управление волноводным распространением КВ за счет модификации ионосферы. Волноводная мода при этом занимает диапазон частот $\Delta f \sim 2-3$ МГц.

Наблюдавшиеся в периоды геомагнитной возмущенности дополнительные сигналы возможно также связаны с выводом КВ из ИВК за счет рассеяния радиоволн, но на естественных ионосферных неоднородностях, усиливающихся в периоды возмущений.

Выводы.

1. Показано, что для данной трассы временной интервал существования ИВК, управляемого мощным КВ-радиоизлучением, приходится на период (22.00 - 03.00) наихудших условий распространения скачковых мод.

2. Установлено, что захват КВ в ИВК из-за рефракции на отрицательном горизонтальном градиенте электронной концентрации происходит при условии, когда $\text{grad } f_o$ становится меньше $-(3-4) \cdot 10^{-2}$ (МГц/100 км).

3. Исследована возможность управления волноводным распространением КВ за счет ракурсного рассеяния на ИИН. Оценено влияние геомагнитной и ионосферной возмущенности на эффективность вывода КВ из ИВК. Показано, что вывод КВ из ИВК эффективен, когда $K_p \sim 1-2$ и отсутствуют отрицательные ионосферные возмущения.

4. Экспериментально определен диапазон частот выводимой волноводной моды распространения, составляющий $\Delta f \sim 2-3$ МГц.

Авторы благодарят И. В. Рябова, Н. М. Богуту, В. А. Зюзина, А. В. Рахлина за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. - М.: Наука, 1979. - 249 с.
2. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Черкашин Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрномия. 1979. Т. 19. N 15. С. 769.
3. Ерухимов Л. М., Матюгин С. Н., Урядов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. N 9. С. 1297.
4. Гетманцев Г. Г., Ерухимов Л. М., Митяков Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. N 12. С. 1909.

5. Иванов В. А., Малышев Ю. Б., Нога Ю. В. и др. //Радиотехника. 1991. N 4. С. 69.
6. Иванов В. А., Рябова Н. В., Рябов И. В. и др. Препринт НИРФИ N 323. - Нижний Новгород, 1991.
7. Богута А. М., Иванов В. А., Кульчицкий В. А. и др. Препринт НИРФИ N 306. - Горький, 1990.
8. Бочкарев Г. С., Урядов В. П., Эрм Р. Э. В кн.: Распространение радиоволн в ионосфере. - М.: ИЗМИРАН, 1989. С. 43.

Марийский политехнический
институт

Поступила в редакцию
17 декабря 1991 года

HF DUCTING CONTROL DUE TO MODIFICATION OF THE IONOSPHERE
BY POWERFUL RADIATION

*L. M. Erukhimov, V. A. Ivanov, V. D. Kostromin, V. S. Maksimov,
N. A. Mityakov, S. V. Rozanov, N. V. Ryabova,
V. P. Uryadov, V. V. Shumaev*

The conditions are experimentally investigated for the ionospheric duct excitation due to radio wave refraction by the electron density gradient as well as escaping the waveguide modes to the Earth at the expense of the radio wave aspect scattering by artificial ionospheric turbulence. The geophysical conditions have been defined for the efficient HF ducting control and time-frequency characteristics of the escaping mode.

УДК 550.388.2

**СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛУЧА ПЕДЕРСЕНА
В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ***А. В. Кулижский, М. В. Тунин*

В данной статье получено выражение для средней интенсивности поля верхних лучей в случайно неоднородной ионосфере. Решение получено методом Гюйгенса-Кирхгофа. Из численных расчетов следует, что средняя интенсивность в случайно-неоднородной ионосфере больше интенсивности верхнего луча в невозмущенной среде. В статье приводятся зависимости данного эффекта от дальности распространения.

Как известно [1], при наклонном распространении коротких радиоволн на частотах выше критической частоты слоя после отражения от ионосферы в точку наблюдения обычно приходят два луча - верхний или луч Педерсена и нижний. Известно, что в благоприятных условиях посредством луча Педерсена возможно дальнейшее (до 5500 км) односкачковое распространение, что позволяет значительно увеличить диапазон рабочих частот [2]. Однако геометрооптические расчеты затруднялись квазикритическим характером луча Педерсена, точка поворота которого с ростом дальности скачка приближается к высоте максимума слоя и требуется оценка дальности трассы, для которой еще возможно геометрооптическое (ГО) описание [3]. В работах [4, 5] путем решения соответствующей дифракционной задачи показана возможность такого описания ионосферного распространения радиоволн посредством верхнего луча.

Другой особенностью луча Педерсена является сильное ослабление поля за счет расходимости квазикритических лучей [4]. Однако экспериментальные наблюдения луча Педерсена [6] на большом расстоянии и на частотах вдали от максимально применимой частоты (МПЧ) говорят о присутствии факторов, уменьшающих эффект расходимости. В работе [7] в качестве такого фактора рассматривалось

уплошение профиля электронной концентрации на высотах вблизи максимума слоя, где и происходит основной отток энергии.

В настоящей работе исследуется возможность уменьшения энергетических потерь при квазикритическом распространении в случайно-неоднородной ионосфере. При наличии неоднородностей происходит как дополнительный отток энергии из области квазикритического распространения, так и приток энергии в эту область от близких по углам выхода лучей. Неоднородность поля лучей при квазикритическом распространении может привести к различным соотношениям между притоком и оттоком энергии.

Чтобы корректно учесть вклад различных рассеянных лучей в суммарном пучке при квазикритическом распространении, применим метод Гюйгенса-Кирхгофа [8], в котором поле в точке наблюдения представляется в виде:

$$U(\vec{r}) = \int_S \left(U(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}', \vec{r})}{\partial N} - G(\vec{r}', \vec{r}) \frac{\partial U(\vec{r}')}{\partial N} \right) dy' \cdot dz' \quad (1)$$

Здесь интегрирование выполняется по некоторой плоскости S , помещенной между источником и приемником, \vec{r}' - радиус-вектор точки на плоскости S , $\frac{\partial}{\partial N}$ - производная по нормали к S , $U(\vec{r})$, $G(\vec{r}', \vec{r})$ поле и функция Грина соответственно [8]. Выбрана следующая декартова система координат: ее начало помещено в источник, ось Ox соединяет источник и приемник и перпендикулярна плоскости S .

Так как среда крупномасштабная, то в качестве U и G мы можем взять их ГО-приближения.

$$U = A_1 \exp(ik\phi_1) \quad G = A_2 \exp(ik\phi_2), \quad (2)$$

где k - волновое число для свободного пространства, $A_{1,2}$ - амплитуды сферических волн, $\phi_{1,2}$ - фазы сферических волн.

Положение плоскости S выберем так, чтобы на ней не было каустик поля U и функции Грина G в области, существенной для интегрирования. Будем считать, что случайные неоднородности слабые, и диэлектрическую проницаемость среды можно представить в виде:

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0(\vec{r}) + \tilde{\epsilon}(\vec{r}), \quad (3)$$

где $\epsilon_0(\vec{r})$ - детерминированная составляющая диэлектрической проницаемости, $\tilde{\epsilon}(\vec{r})$ - ее случайная составляющая, причем $|\tilde{\epsilon}(\vec{r})| \ll 1$. Так как в данном случае траекторная задача является двухточечной, то применим метод возмущений для учета влияния неоднородностей на характеристики поля верхних лучей.

$$\phi = \bar{\phi} + \tilde{\phi}, \quad (4)$$

где

$$\bar{\phi} = \int_0^\sigma \sqrt{\epsilon_0(\sigma')} d\sigma'$$

- детерминированная составляющая эйконала,

$$\tilde{\phi} = \frac{1}{2} \int_0^\sigma \frac{\tilde{\epsilon}(\sigma')}{\sqrt{\epsilon_0(\sigma')}} d\sigma'$$

- случайная составляющая эйконала, а интегрирование выполняется по невозмущенной траектории.

Будем считать, что фаза $k\tilde{\phi}$ имеет нормальное распределение. Подставив (4) и (2) в (1) и, оценивая асимптотически интеграл с помощью метода Лапласа [9], получим для средней интенсивности поля верхних лучей следующее выражение:

$$I = \langle U(\vec{r}) U(\vec{r})^* \rangle = 2\pi \int_S \frac{|q A_1 A_2|^2}{\sqrt{\det D}} \exp\left\{-0,5 \left(D^{-1} \vec{p}, \vec{p}\right)\right\} dydz, \quad (5)$$

где

$$q = \frac{\partial \bar{\phi}_1}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\phi}_2}{\partial x},$$

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \\ \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \end{pmatrix}; \quad \bar{\phi} = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2;$$

$$D = \begin{pmatrix} \left\langle \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \right)^2 \right\rangle & \left\langle \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right\rangle & \left\langle \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \end{pmatrix}; \quad \tilde{\phi} = \tilde{\phi}_1 + \tilde{\phi}_2;$$

и угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций, а звездочка - комплексное сопряжение.

С использованием формулы (5) проводились численные расчеты средней интенсивности поля верхних лучей. Оказалось, что наибольший вклад в I вносят лучи, углы выхода которых отличаются от углов выхода невозмущенного луча. Этот результат объясняется тем, что, как известно [4], амплитуда верхних лучей имеет экспоненциальную расходимость. Показатель экспоненты пропорционален длине отрезка пути скользящего распространения. Поэтому максимум подынтегрального выражения в (5) приходится на луч, отличный от невозмущенного.

В расчетах модель фоновой среды задавалась в виде:

$$\epsilon_0(z) = 1 - \left(\frac{f_0}{f}\right)^2 \exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{z_m^2}\right), \quad (6)$$

где f_0 - критическая частота слоя, f - рабочая частота, z_0 - высота максимума слоя, z_m - полутолщина слоя.

Для неоднородностей принималось, что они описываются гауссовой корреляционной функцией:

$$\langle \tilde{\epsilon}(\vec{r}_1) \tilde{\epsilon}(\vec{r}_2) \rangle = \sigma_\epsilon^2 \exp\left\{-\frac{(x_1-x_2)^2}{\rho_x^2} - \frac{(y_1-y_2)^2}{\rho_y^2} - \frac{(z_1-z_2)^2}{\rho_z^2}\right\}, \quad (7)$$

где

$$\sigma_\epsilon^2 = \epsilon_\epsilon^2 \left(1 - \epsilon_0(z)\right)^2,$$

ϵ_ϵ - интенсивность неоднородностей в ионосфере. ρ_x, ρ_y, ρ_z - радиусы корреляции неоднородностей. Такая простая модель неоднородностей позволяет выявить наиболее существенные черты рассматриваемого явления.

Для большей наглядности результаты приводятся в виде отношения $J = 10 \lg(I/I_0)$. Здесь I рассчитывается по формуле (5), а I_0 - интенсивность поля в свободном пространстве. В расчетах полагалось $(f_0/f) = 0,25$, $z_0 = 300$ км, $z_m = 100$ км, $\rho_x = 90$ км, $\rho_y = \rho_z = 60$ км.

В таб. 1 приведены зависимости отношения J от длины трассы распространения при различных величинах ϵ_ϵ . J_1 соответствует случаю $\epsilon_\epsilon = 0,05$, $J_2 - \epsilon_\epsilon = 0,01$. Кроме того, эффект увеличения средней

интенсивности поля верхних лучей имеет частотную зависимость. При приближении рабочей частоты к максимально применимой (МПЧ) эффект практически исчезает.

Таблица 1

D, км	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
J_1 , дБ	-14, 8	-17, 3	-21, 2	-27, 1	-32, 2	-36, 1	-40, 3
J_2 , дБ	-20, 0	-25, 5	-30, 1	-38, 0	-41, 6	-46, 2	-50, 6
J_3 , дБ	-20, 8	-26, 4	-31, 5	-39, 7	-44, 0	-48, 8	-54, 5

J_1 соответствует случаю $\alpha_c = 0, 05$, $J_2 - \alpha_c = 0, 01$, $J_3 - \alpha_c = 0$.

Следует отметить, что аналогичные расчеты для нижнего луча не дали заметного увеличения средней интенсивности.

Этому явлению можно дать следующее физическое объяснение. Присутствие случайных неоднородностей приводит к формированию пучка волн, проходящих в точку наблюдения. Из-за неустойчивости квазикритических траекторий конус углов рассеяния достаточно широкий. Лучи, углы выхода которых больше или меньше углов выхода невозмущенного луча, имеют амплитуду больше, чем амплитуда невозмущенного луча. Рассеяние этих лучей приводит к увеличению энергетики квазикритического распространения, причем, как показали расчеты, этот фактор преобладает над дополнительными потерями при рассеянии лучей в области критической рефракции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Budden K.G. Radio waves in the ionosphere.- Cambridge: Cambridge University Press. 1961.
2. Документы XI пленарной ассамблеи МККР. Осло: 1966. т.II Распространение радиоволн. - М.: Связь. 1963.
3. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. - М.: Сов.радио, 1970.
4. Тинин М.В. //В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. - М.: Наука. 1973. С.157.
5. Миролубов В.Н., Тинин М.В.//Изв.вузов.- Радиофизика. 1980.Т.23. N.8. С.919.
6. Warren L., Nagg E.L.// Nature. 1958. V.181. N 4601. P.34.
7. Сажин В.И., Тинин М.В. // Геомагнетизм и аэронаука. 1975. Т.15. N 4. С.748.

8. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И.//Изв.вузов. Радиофизика. 1969.
Т.12. № 6 . С.886.
9. Федорук М.В. Метод перевала. - М.: Наука, 1977.

Институт прикладной физики
при Иркутском государственном
университете

Поступила в редакцию
1 декабря 1992 г.

AN AVERAGE FIELD INTENSITY OF PEDERSEN RAY
IN RANDOM IONOSPHERE

A.V. Kulizhsky, M.V. Tinin

In this paper the expression of average field intensity for high-angle rays is obtained. Huygens-Kirchhoff method is used for this purpose. Numerical investigations have shown the increase of the average intensity in the random inhomogeneous ionosphere as compared with high-angle rays intensity in the background ionosphere for long propagation paths. In paper the dependence of the effect from distance is given.

УДК 537.86/87:530.182

**ВРЕМЕННАЯ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ХАОСА ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМОЙ
КАПИЛЛЯРНОЙ РЯБИ. I***А. Б. Езерский*

Представлены результаты экспериментального исследования неупорядоченной капиллярной ряби, параметрически возбуждаемой на поверхности жидкости, в резонаторах различного типа. Выяснено, что кроме режима пространственно-временной модуляции капиллярных волн в определенном диапазоне надкритичностей и глубин слоя жидкости возможно как возбуждение крупномасштабных движений (гравитационных волн), так и перемежаемость хаоса, когда регулярные решетки и хаотическая рябь сменяют друг друга во времени

Пространственно-временная структура хаоса волн, параметрически возбуждаемых однородным полем является сейчас предметом подробного изучения [1 - 3]. Особенно интенсивно эта проблема исследуется для капиллярных волн на поверхности слоя жидкости [4 - 7].

В данной работе впервые указывается на то, что хаос капиллярной ряби может быть нестационарным - регулярная система, состоящая из волн с синхронизованными фазами, может чередоваться во времени со структурой, имеющей сплошной спектр волновых движений.

Такой режим возникает, если скорость распространения модуляции параметрически возбужденных волн близка к скорости низкочастотных крупномасштабных движений - гравитационных волн на мелкой воде. Близость скоростей создает условия для перекачки энергии между движениями с различными масштабами, что и приводит к нестационарному режиму хаоса капиллярной ряби.

Количественные характеристики такого хаоса при возбуждении капиллярных волн в различных резонаторах и изучаются в данной статье.

1. Эксперимент в квадратной и круглой кюветах

В первой серии экспериментов капиллярная рябь возбуждалась в круглой и квадратной кюветах. В качестве рабочей жидкости использовался этиловый спирт. Вертикальные колебания кюветы с частотой $f = 140$ Гц осуществлялись с помощью вибростенда фирмы Брюль и Кьер. Измерения ускорения кюветы производились с помощью трехкомпонентного датчика ускорения той же фирмы. Подсветка капиллярной ряби осуществлялась лампой накаливания, помещенной над жидкостью, так что угловые размеры источника света были малы. Изображение поверхности записывалось на видеоманитофон, а затем проводилась спектральная обработка отдельных кадров. В связи с тем, что в экспериментах возбуждалась капиллярная рябь с частотой 70 Гц, а запись изображения производилась с телевизионным стандартом 25 кадров в секунду, происходило усреднение яркости по трем временным периодам.

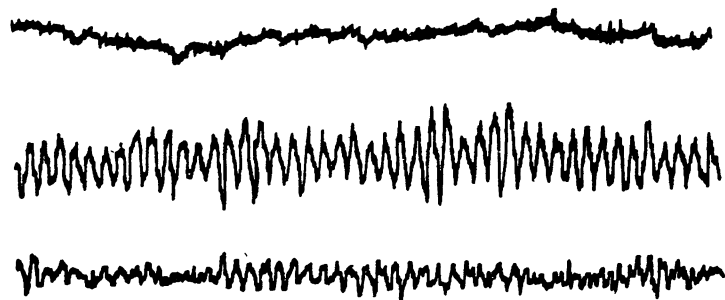
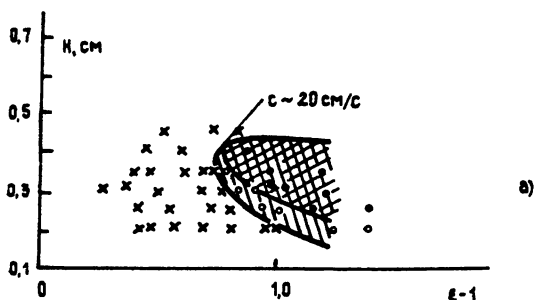
Связь усредненной яркости изображения со спектром волн подробно исследовалась в [6] и здесь мы не будем останавливаться на этом вопросе. Отметим лишь, что для системы из двух волн с водновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 операция усреднения яркости приводит к появлению в спектре изображения $B(\vec{k})$ комбинационных гармоник $2\vec{k}_1$, $2\vec{k}_2$, $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ и т. д.

Обнаружено, что в определенном диапазоне ε ($\varepsilon = h/h_k - 1$, где h - амплитуда ускорения кюветы, а h_k - амплитуда, при которой возникает параметрическая генерация) и N (глубина слоя жидкости) на фоне капиллярной ряби возникают низкочастотные колебания. Для круглой кюветы $D = 16$ см эта область заштрихована на рис. 1а.

Необходимо подчеркнуть, что появление низкочастотных колебаний жидкости не связано с неидеальностью работы вибростенда - возбуждением их за счет горизонтальных или вертикальных компонент вибраций. Для подтверждения этого контролировался спектр низкочастотных пульсаций с помощью трехкомпонентного датчика. Как было выяснено, увеличение амплитуды вибраций на частоте 140 Гц не приводит к увеличению низкочастотных компонент горизонтальных или вертикальных вибраций.

Для регистрации низкочастотных колебаний по видеозаписи изображения определялась зависимость от времени усредненной по пространству яркости изображения. При этом использовалось 512 кадров, введенных через 80 мс. Размер области усреднения был

значительно больше длины волны капиллярной ряби и длины волны модуляции ($5 \times 5 \text{ мм}^2$ или $10 \times 10 \text{ мм}^2$). Зависимость средней по пространству интенсивности от времени показана на рис. 1б. Мало изменяющаяся по времени величина (кривая 1) соответствует режиму волн модуляции (незаштрихованная область на рис. 1а). Периодические колебания с амплитудной модуляцией (кривая 2) соответствуют возбуждению низкочастотных волн с частотой $f_{\text{нч}} \approx 0,92 \text{ Гц}$ (одинарная штриховка на рис. 1а). Цуги периодических колебаний, чередующиеся с хаотическим поведением усредненной интенсивности (кривая 3) соответствуют режиму перемежаемости. Этот режим наблюдается в области с двойной штриховкой. Характерной его особенностью была квазипериодическая смена капиллярной ряби с различной структурой волновых спектров. Регулярная рябь (с длиной волны $\lambda \sim 3,5 \text{ мм}$), состоящая из двух пар взаимно перпендикулярных волн - ее спектр показан на рис. 2а - с течением времени сменялась режимом, где на ее фоне возбуждались низкочастотные волны. Далее происходило увеличение амплитуды низкочастотных волн и регулярная капиллярная рябь сменялась хаотической (см. рис. 2б).



б)

Рис 1

Отметим, что в режиме перемежаемости пространственные спектры в регулярной фазе имеют такой же вид, как пространственные спектры капиллярных волн при малой надкритичности в отсутствие резонанса с низкочастотными волнами, а в хаотической фазе - как при большой надкритичности.

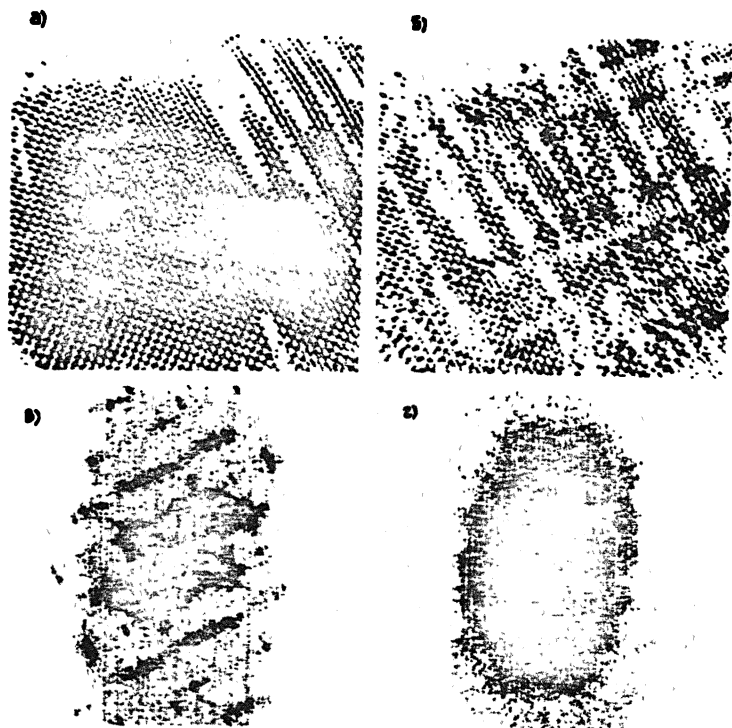


Рис.2.

Более подробному изучению характера перехода к хаосу в нашем эксперименте мешали большие возмущения, вносимые краями круглой кюветы. Это было обусловлено тем, что при параметрическом возбуждении капиллярной ряби генерируются не собственные моды резонатора, а две взаимно ортогональные пары волн. Поэтому на краях кюветы происходили переотражения. В связи с этим, для детального изучения процесса перехода к хаосу мы использовали квадратную кювету, где также как и в круглой имеют место возбуждение низкочастотных колебаний и временная перемежаемость хаоса. Разбиение плоскости параметров $\epsilon\eta$ для квадратной кюветы, используемой в нашем эксперименте, было приблизительно таким же, как и для круглой

кветы, однако зафиксированные НЧ колебания имели несколько большую частоту ($f_{\text{нч}} = 1,5$ Гц). Качественное отличие заключалось в том, что в режиме перемежаемости хаоса в квадратной квете непосредственно во время перехода от регулярной фазы к хаотической происходит генерация компонент с волновыми числами k , кратными $k_0/3$ ($k_0 = \lambda/2\pi$). В режиме перемежаемости хаоса удалось зафиксировать следующие структуры капиллярной ряби: регулярную решетку, регулярную решетку с модуляцией и хаотическую структуру. В сечениях спектра яркости изображения по Ox и Oy можно было выделить компоненты с волновыми числами, кратными $k_0/3$.

2. Режим перемежаемости при возбуждении волн на мембране

Для того, чтобы уменьшить возмущения, вносимые краями, и промоделировать переход к хаосу в безграничной среде, мы провели эксперимент по возбуждению капиллярной ряби на неоднородно колеблющейся мембране. Диаметр мембраны был 48 см, она была жестко зажата по краям. Возбуждалась аксиально-симметричная мода мембраны с частотой 153 Гц. Квета была сформирована на этой мембране и имела диаметр - 20 см. При таком размере кветы амплитуда ускорения в центре была в 1,5 раза больше, чем у стенок, что приводило к уменьшению амплитуды волн на периферии. К тому же стенки кветы были сделаны наклонными, что уменьшало отражение капиллярных волн. В качестве рабочей жидкости использовался n -бутиловый спирт, вязкость которого в два раза выше, чем этилового. Все эти меры позволили существенно уменьшить возмущения, вносимые краями. Поэтому удалось более подробно изучить процесс перемежаемости хаоса. Так, возбуждению хаотического поля предшествовало по времени волновое поле, спектр которого содержал компоненты с векторами $\vec{k} = (mk_0/3, nk_0/3)$, где $n, m = \pm 1, \pm 2, \dots$ (см. рис. 3а). Затем происходило заполнение спектра, и он становился сплошным. На рис. 3б представлены сечения фурье-спектров яркости изображения вдоль оси k_y , соответствующие регулярной структуре ряби, возбуждению субгармоник, хаотическому полю. Интенсивность некоторых из комбинационных спектральных компонент b_0, b_1, b_2 с волновыми векторами $(0, 2k_0)$, $(0, k_0/3)$, $(k_0, 4/3k_0)$ показана на рис. 4а. Величины b_1 и b_2 показаны только для тех моментов времени, когда они превышают уровень шумов. После возбуждения компонент с гармониками, кратными $k_0/3$ происходило заполнение пространственного спектра и поле капиллярных волн

становилось случайным, а затем снова возникала регулярная структура.

Для описания такого процесса важно ввести количественные характеристики хаоса поля капиллярных волн. Конечно можно судить о хаосе по ширине пространственного спектра. Эта характеристика будет полезной лишь в том случае, когда спектр не слишком насыщен и вся энергия сосредоточена в движениях одного масштаба. Если же спектр содержит много гармоник, то удобнее оперировать с другими характеристиками.

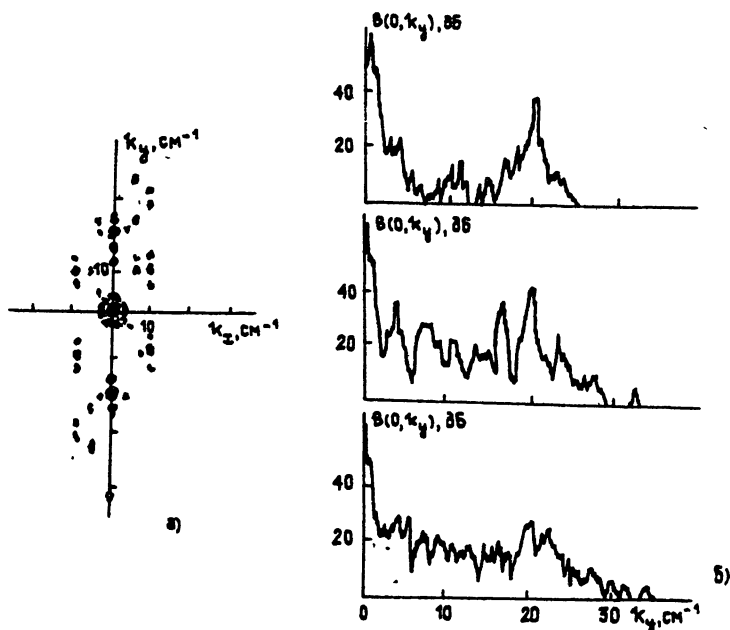


Рис. 3.

Для описания процесса перемежаемости анализировались величины сложности и энтропии, введенные, как это было сделано в работе [8]. Под энтропией системы в [8] понимается величина

$$s = - \sum_{i,j} A_{ij} \ln A_{ij}, \quad (1)$$

где

$$A_{ij} = \frac{|\alpha_{ij}|^2}{\sum_k |\alpha_k|^2}$$

α_{kl} — амплитуды пространственных фурье-гармоник поля изображения. Очевидно, что если возбуждена только одна пространственная мода, то энтропия системы равна нулю, а если имеется равное распределение амплитуд по всем модам, то энтропия максимальна.

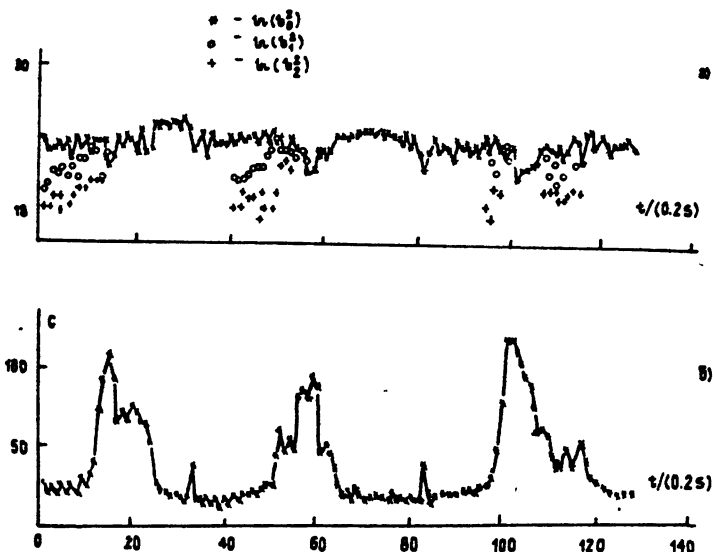


Рис. 4.

Под сложностью системы C понимается величина

$$C = \frac{(\sum |\alpha_{ij}|)^2}{\sum |\alpha_{ij}|^2} . \quad (2)$$

Очевидно, что если все пространственные гармоники имеют одну и ту же интенсивность, то сложность, определенная по (2), равняется просто числу пространственных гармоник. Очевидно, что при таком определении поле, представляющее сумму синхронизованных пространственных гармоник, имеет такую же сложность, как и суперпозиция мод со случайными фазами и поэтому C не является мерой пространственной нерегулярности. Расчет C , тем не менее, может быть полезен как дополнительная информация об эффективном числе пространственных гармоник, участвующих в движении.

Как показали расчеты, C и s эволюционировало во времени одинаково, поэтому на рис. 4б приведено лишь изменение сложности C . Как видно, сложность в режиме перемежаемости хаоса изменяется от 20 -

квазирегулярная система волн до 110 - хаотическая капиллярная рябь. Время между вспышками хаоса (за это время генерировались из-за неустойчивости низкочастотные волны) составляло ~ 10 с, тогда как переход от регулярной структуры к хаосу с генерацией субгармоник происходил за время приблизительно на порядок меньше 0,5-1 с.

Таким образом, в экспериментах с параметрическим возбуждением капиллярной ряби обнаружен новый эффект, заключающийся в том, что регулярная и хаотическая системы волн сменяют друг друга непериодическим во времени образом. Такой режим наблюдался в конечной области параметров и был описан с помощью сложности S , рассчитанной по фурье-спектрам полей изображения капиллярной ряби.

Автор благодарен М. И. Рабиновичу, В. П. Реутову за многочисленные и плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов А. И. //ЖЭТФ. 1986. Т.90. Вып. 1. С.385.
2. Езерский А. Б., Рабинович М. И. и др. //ЖТФ. 1979. Т.76. Вып. 3. С. 991.
3. Ciliberto S., Gollub J.P. //Phys.Rev.Lett. 1984. V.52. P.922.
4. Ciliberto S., Gollub J.P. //J.Fluid Mech. 1985. V.158. P.381.
5. Езерский А. Б., Рабинович М. И. и др. //ЖЭТФ. 1986. Т.64. Вып. 2. С. 2016.
6. Езерский А. Б., Шехов В. Г. //ЖТФ. 1989. Т.59. Вып. 4. С.7.
7. Tufillavo N.B., Ramshankar R., Gollub J.P. //1989. V.62. P.422.
8. Aubry N., Chauve M.-P., Guyonnet.R. Transition to turbulence on a rotating flat disk. Preprint. Centre de physique theorique Marseille, 1990.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
6 декабря 1991 года

TEMPORAL INTERMITTENCY OF CHAOS IN PARAMETRICALLY EXCITED CAPILLARY RIPPLES. I

A. B. Ezersky

Results the of experimental investigation of disordered capillary ripples parametrically excited on the surface in resonators of different kinds are presented. It was revealed that, besides the regime of spatio-temporal modulation of capillary waves in a definite range of supercriticality and liquid depth, it is possible to excite large scale motions (gravity waves) and intermittency of chaos, when a regular pattern and a chaotic pattern alternate in time.

УДК 538.56:535.36

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТА В СИСТЕМЕ КРУПНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ.

II. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ

А. Ю. Потехин

Выведено уравнение, управляющее распространением автокорреляционной функции яркости в оптически толстом слое дискретных рассеивателей с вытянутой индикатрисой. Построен эффективный метод его численного решения. Рассчитана автокорреляционная функция интенсивности света в среде, содержащей крупные поглощающие и рассеивающие частицы. Проведено сравнение с ранее известными теоретическими и экспериментальными результатами.

В предыдущей статье [1] найдена автокорреляционная функция (АКФ) флуктуаций интенсивности волнового поля за слоем крупных рассеивателей и обсуждены ее качественные особенности. При этом использовалось приближение однократного рассеяния, справедливое при условии $\sigma h \ll 1$, где σ - коэффициент экстинкции, h - толщина рассеивающего слоя. В данной статье мы откажемся от этого ограничения и учтем многократное рассеяние в такой среде.

Подобная задача ранее решалась в работах [2 - 5], авторы которых опирались на приближение дельта-коррелированного случайного поля (ПДК)*, перенося его из теории распространения света в турбулентной среде на случай среды с частицами. В статье [2] было выведено уравнение для статистических моментов амплитуды волны в слое оптически мягких, статистически независимых частиц. В работе [3], напротив, рассматривались оптически жесткие частицы. Рассеянное

* Или "марковское приближение" [6]. Термин "ПДК", введенный в [7], является более четким, так как не допускает смешения с более общим вариантом марковского приближения [8], используемым при описании распространения света в двухмасштабной случайной среде.

поле было разбито на тенеобразующее и преломленное и показано, что первое из них, главным образом ответственное за флуктуации, может быть описано в приближении прямых путей, если рассеиватели крупные ($2\pi R/\lambda \gg 1$), а слой имеет толщину $h \ll a/\lambda$, где $a = \pi R^2$ - площадь частицы, λ - длина волны света. Если слой имеет большую толщину ($h \geq a/\lambda$), то надо учесть малоугловую дифракцию. Дальнейшее развитие эта идея получила в статье [4], где были учтены корреляции в расположении рассеивающих центров. Наконец, в недавней статье [5] рассмотрен наиболее общий (и часто встречающийся на практике [9]) случай наличия, наряду с произвольно коррелированными частицами, также плавных неоднородностей показателя преломления, и получено уравнение, охватывающее все предыдущие результаты. Необходимо отметить, что численных решений предложенных в [2 - 5] уравнений для функции когерентности четвертого порядка в среде с частицами до настоящего времени получено не было.

Во всех указанных работах распространение света описывалось при помощи параболического уравнения для амплитуды. Применимость ПДК при этом, как известно [6], предполагает достаточную плавность флуктуаций диэлектрической проницаемости. Это условие выполняется лишь для оптически мягких частиц [2, 5], но нарушается для оптически жестких, рассматривавшихся в работах [3, 4], что порождает неопределенность в вопросе об их границах применимости. Первая задача настоящей статьи состоит в таком выводе уравнений, который был бы пригоден для оптически жестких и сильно поглощающих частиц. При этом используется неклассическая фотометрия [10], преимущества которой в подобных задачах обсуждались в [1]. Вторая, основная задача работы состоит в построении эффективного метода расчета флуктуаций интенсивности в условиях многократного рассеяния на оптически жестких или поглощающих частицах, размерами которых нельзя пренебречь. В качестве практического приложения дается подтвержденное численным расчетом объяснение результатам экспериментов [11], обнаруживших большие отклонения дисперсии флуктуаций интенсивности в слое "черных" частиц от предсказаний модели прямых путей.

В разд. 1 обсуждается вывод уравнения, управляющего распространением АКФ яркости в оптически толстом слое дискретных рассеивателей, и количественно определяется основное условие его применимости. В разд. 2 это уравнение конкретизируется в малоугловом приближении для оптически жестких частиц. В разд. 3 оно сравнивается

с ранее использовавшимся в [3, 4], а также с моделью [12], не учитывающей рассеяние, и определяются границы применимости последней. В разд. 4 описывается способ численного решения полученного уравнения. В разд. 5 приводятся и обсуждаются результаты расчетов, а также проводится их прямое сравнение с экспериментом.

1. Уравнение переноса для автокорреляционной функции яркости. Рассмотрим распространение в положительном направлении оси z средней яркости $\langle I(\vec{\rho}, z, \vec{s}) \rangle$ и ее АКФ $W(z; \vec{\rho}, \vec{s}; \vec{\rho}', \vec{s}')$, где $\vec{\rho}$ - "поперечный" радиус-вектор точки $\vec{r} = (\vec{\rho}, z)$, $\vec{s} = (\vec{s}_1, s_2)$ определяет направление луча, \vec{s}_1 - его поперечная составляющая, угловые скобки - знак усреднения. Как и в [1], будем рассматривать переменную z как параметр. Воспользуемся основной идеей "локального метода" Чернова [13], состоящей в том, чтобы использовать приближение однократного рассеяния применительно к произвольно выделенному в среде тонкому слою, который предполагается статистически независимым от остальной части среды. Для этого необходимо условие

$$\sqrt{\sigma l} \ll 1, \quad (1)$$

где l - эффективная толщина рассеивателя [1] (которая в случае крупной "черной" частицы существенно меньше ее геометрической толщины, поскольку рассеяние сводится к "дифракции на контуре"). Условие (1) в количественной форме выражает "условие 2" из работы [5] и позволяет выбрать масштаб L такой, что $l \ll L \ll \sigma^{-1} \leq h$. Из неравенства $l \ll L$ следует, что в слое толщины L лишь малая доля рассеивателей располагается настолько близко к его границам, что может непосредственно взаимодействовать с электромагнитным полем за его пределами. Исключив эти рассеиватели из рассмотрения, можно считать яркость $I(z)$ статистически независимой от рассеивателей, лежащих впереди по ходу светового потока, и, в частности, в слое $(z, z + L)$. Неравенство $L \ll \sigma^{-1}$ означает, что в этом слое применимо приближение однократного рассеяния. Следовательно, $\langle I(z + L) \rangle$ и $W(z + L)$ можно связать с $\langle I(z) \rangle$ и $W(z)$ при помощи соотношений, полученных в работе [1]. Из неравенства $\sigma L \ll 1$ следует, что в рассматриваемом слое вклад рассеяния в общий поток излучения мал, и можно перейти к дифференциальной форме соотношений между $\langle I(z + L) \rangle$, $W(z + L)$ и $\langle I(z) \rangle$, $W(z)$ (см. Приложение).

В результате получаются уравнения, обобщающие [2 - 5] в двух аспектах. Во-первых, под $I(z)$ можно понимать как обобщенную [10], так и классическую фотометрическую яркость. В последнем случае.

феноменологически выражая коэффициент рассеяния $\sigma(\vec{\rho}, \vec{s}, \vec{s}')$, мы получаем описание той ситуации, когда в качестве рассеивателей могут выступать целые облака [14, 15]. Во-вторых, можно выйти за рамки малоуглового приближения, если учесть в (П. 10) отличие $s_z = \cos\theta$ от единицы (например, построив разложение по степеням $(\sin\theta)^2$, аналогичное [16]). В данной статье, однако, мы ограничимся решением уравнения для АКФ обобщенной яркости в малоугловом приближении.

2. Малоугловое приближение в статистически однородной задаче для крупных оптически жестких частиц. Конкретизируем вид полученных уравнений в малоугловом приближении ($s_z \approx 1$) для подробно рассмотренного в [1] случая, когда рассеяние обусловлено главным образом дифракцией на контуре частицы, причем расположение частицы в слое и его освещение статистически однородны. С учетом (П. 11), уравнение (П. 8) переходит в малоугловое уравнение переноса излучения (УПИ):

$$(\partial/\partial z + \sigma) \langle I(z, \vec{s}_1) \rangle = \sigma \Lambda \int_{\mathbb{R}^2} X(|\vec{s}_1 - \vec{s}'_1|) \langle I(z, \vec{s}'_1) \rangle d^2 s'_1, \quad (2)$$

где Λ - альbedo рассеяния, $X(\cdot)$ - индикатриса. Решение этого уравнения в квадратурах хорошо известно [17]:

$$\langle I(z, \vec{s}_1) \rangle = \int_{\mathbb{R}^2} G(z, |\vec{s}_1 - \vec{s}'_1|) I(0, \vec{s}'_1) d^2 s'_1 \equiv \hat{G} \cdot I(0),$$

где

$$G(z, q) = \frac{e^{-\sigma z}}{2\pi} \int_0^\infty p \exp[\sigma \Lambda \tilde{X}(p) z] J_0(pq) dp. \quad (3)$$

Тильда обозначает фурье-образ по угловым переменным:

$$\tilde{f}(\vec{p}) \equiv \int_{\mathbb{R}^2} f(\vec{s}_1) \exp(-i\vec{p}\vec{s}_1) d^2 s_1. \quad (4)$$

Конкретизируем уравнение (П. 14). На основании (П. 5) и (3) заключаем, что \hat{V} и \hat{G} перестановочны, и из (П. 15) следует $\hat{V}_G = \hat{V}$. Переходя в (П. 14) к переменным

$$\vec{\rho} = \vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1, \quad \vec{v} = (\vec{s}_{11} + \vec{s}_{21})/2, \quad \vec{v}' = (\vec{s}_{21} - \vec{s}_{11}), \quad (5)$$

с учетом (П. 11) получим

$$\begin{aligned}
 (\partial/\partial z + \vec{v} \cdot \nabla_{\rho}) W_0(z, \vec{\rho}, \vec{v}, \vec{v}') &= \frac{\sigma}{2} \int_{\mathbb{R}^4} \beta(\vec{\rho}, \vec{v} - \vec{v}', \vec{v} - \vec{v}') \times \\
 &\times \left[W_0(z, \vec{\rho}, \vec{v}', \vec{v}') + 1_{\nu}(0, \vec{v}', \vec{v}') \right] d^2 v' d^2 v'. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Уравнение (6) по форме совпадает с малоугловым УПИ, учитывающим перераспределение по частотам, с той разницей, что аналог частоты \vec{v}' в нашем случае двумерен.

Рассмотрим наиболее простой случай круглых монодисперсных частиц радиуса R в слое, освещенном пучком света с угловой шириной γ :

$$I(\vec{\rho}, 0, \vec{s}) = I_0 \cdot \theta(\gamma - s_{\perp}), \quad (7)$$

где θ - функция Хевисайда.

Для средней яркости на основе (2) и (3) имеем

$$\begin{aligned}
 \langle I(z, \vec{s}_{\perp}) \rangle &= I_0 e^{-\sigma z} \left\{ \theta(\gamma - s_{\perp}) + \gamma \int_0^{\alpha} J_0(p\gamma) \times \right. \\
 &\times \left. \left\{ \exp(\sigma \Delta \bar{X}(p)) - 1 \right\} J_0(p s_{\perp}) dp \right\} \equiv \bar{I}_{\gamma}(z, \vec{s}_{\perp}), \quad (8)
 \end{aligned}$$

где $J_{0,1}(x)$ - функции Бесселя.

В [1] выписано выражение оптического сигнала E через яркость I . Найдем его АКФ. Из (П. 9), (П. 10) и (8) следует:

$$\begin{aligned}
 W_{\bar{I}}(\vec{\rho}, \vec{v}, \vec{v}') &= c_{\sigma}^2 R_0^2 \int_{\mathbb{R}^6} \bar{I}_{\alpha}(h, \vec{s}_{1\perp} - \vec{q}_1) \bar{I}_{\alpha}(h, \vec{s}_{2\perp} - \vec{q}_2) N(|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|/R_0) \times \\
 &\times W_0(h, \vec{\rho}' - f\vec{q}_2 - \vec{q}_1), \quad (\vec{q}_1 + \vec{q}_2)/2, \quad (\vec{q}_2 - \vec{q}_1) d^2 \rho' d^2 q_1 d^2 q_2 \quad (9)
 \end{aligned}$$

(здесь использованы переменные (5); как и в [1], α обозначает угловую апертуру приемника, а f - положение плоскости его наилучшей фокусировки).

3. Сравнение с волновой теорией и с моделью "прямых путей". Покажем, что уравнение (6) эквивалентно уравнению, предложенному в

работе [3]. Применяв к обеим частям (6) преобразования Фурье (4) по каждой из угловых переменных, получим

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - i \nabla_{\rho} \nabla_{\rho} - \frac{\sigma}{2} \tilde{\beta}(\vec{\rho}, \vec{q}, \vec{p}) \right] \tilde{w}_0(z, \vec{\rho}, \vec{q}, \vec{p}) = \frac{\sigma}{2} \tilde{\beta}(\vec{\rho}, \vec{q}, \vec{p}) \tilde{I}_w(0, \vec{q}, \vec{p}), \quad (10)$$

причем

$$\vec{q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad \vec{p} = (\vec{p}_2 - \vec{p}_1)/2. \quad (11)$$

Формулы для вычисления функции $\tilde{\beta}$ приведены в [1].

Преимущество уравнения (10) перед (6) состоит в отсутствии интегрального члена, а также в том, что при каждом \vec{q} его можно решать независимо, рассматривая \vec{q} как параметр, а основные недостатки заключаются в наличии повторного дифференцирования и в необходимости совершать четырехмерное преобразование Фурье для перехода к яркостям.

Из (П. 9), (П. 10), (3) и (11) следуют равенства

$$\tilde{w} = \exp \left[2\sigma z - \sigma \Lambda z (\tilde{X}(p_1) + \tilde{X}(p_2)) \right] \tilde{w}_0,$$

$$\tilde{I}_w = \exp \left[\sigma \Lambda z (\tilde{X}(p_1) + \tilde{X}(p_2)) \right] \tilde{I}(0, p_1) \tilde{I}(0, p_2).$$

Введем функцию $\Gamma_4(\vec{Y}_1, \vec{Y}_2, \vec{Y}_3, \vec{Y}_4) = \tilde{w} + \tilde{I}_w$, где

$$\{\vec{Y}_1, \vec{Y}_2, \vec{Y}_3, \vec{Y}_4\} = \left\{ -\frac{\vec{\rho}}{2R} \pm \frac{\vec{q} + 2\vec{p}}{4kR}, \frac{\vec{\rho}}{2R} \pm \frac{\vec{q} - 2\vec{p}}{4kR} \right\}.$$

Учитывая, что $\vec{Y}_1 + \vec{Y}_2 + \vec{Y}_3 + \vec{Y}_4 = 0$, имеем

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2kR^2} \left(\nabla_{y_1}^2 - \nabla_{y_2}^2 - \nabla_{y_3}^2 + \nabla_{y_4}^2 \right) + 2\sigma \right] \Gamma_4 = \sigma \tilde{\beta} \Gamma_4. \quad (12)$$

Уравнение (12) совпадает с уравнением для четвертого статистического момента волнового поля, полученным в [3]. Причина совпадения заключается в том, что малоугловое приближение, использованное нами при переходе от (П. 15) к (6), как и параболическое уравнение, использованное в [3], эквивалентно приближению Френеля при описании

распространения волн в свободном пространстве. Наш способ вывода имеет, однако, некоторые преимущества. Во-первых, мы не опирались на понятие дельта-коррелированного случайного поля диэлектрической проницаемости, перенесенное в работе [3] на случай оптически жестких частиц из теории флуктуаций света в непрерывной турбулентной среде [6]. Соответственно, отпали характерные для этой теории ограничения на величину и "крутизну" флуктуаций диэлектрической проницаемости. Во-вторых, в процессе вывода получены более общие уравнения (см. Приложение), позволяющие, в частности, выйти за рамки малоуглового приближения.

Уравнения (6), (10) допускают предельный переход к модели флуктуаций света, пропущенного слоем частиц, которая известна в фотографии под названием "модели со случайными дисками" [12], а в атмосферной оптике соответствует "приближению прямых путей" [3]. В этой модели не учитывается деформация рассеянной волны при ее распространении внутри слоя, что соответствует решению уравнения (10) без члена $i\nabla_{\rho} \nabla_{\rho} W_0$:

$$\tilde{W}_0(h, \vec{\rho}, \vec{p}, \vec{q}) = I_0^2 \left(\exp(n\alpha \tilde{\beta}(\vec{\rho}, \vec{p}, \vec{q})) - 1 \right), \quad (13)$$

где $n = n_{\nu} h$ - число рассеивателей на единицу поверхности слоя. Равенство (13) соответствует формуле для АКФ, выведенной в [12], и широко применяется в атмосферной оптике [18]. Способ получения его здесь позволяет определить границы применимости этого приближения.

Действительно, отброшенный член $i\nabla_{\rho} \nabla_{\rho} W_0$ равен по порядку величины $W_0/\rho_0 p_0$, где ρ_0 и p_0 - характерные масштабы изменения W_0 по переменным $\vec{\rho}$ и \vec{p} . Рассматривая этот член как малую поправку и интегрируя (10), видим, что относительная погрешность имеет порядок $h/\rho_0 p_0$. Из (7) следует, что характерный масштаб изменения \tilde{I}_w равен γ^{-1} , а из формул [1] видно, что масштаб изменения $\tilde{\beta}$ по ρ равен R , а по p - kR . Таким образом, $p_0 \sim \min(\gamma^{-1}, kR)$, $\rho_0 \sim R$, и для справедливости приближенного решения (13) мы получаем условие

$$h \ll \min(R/\gamma, kR^2).$$

Рассматривая (6) как УПИ, легко понять физический смысл этого условия. Он состоит в требовании, чтобы толщина h слоя была настолько малой, чтобы смещением прямопрошедшего ($\sim \gamma h$) и рассеянного

($\sim h/kR$) лучей можно было пренебречь.

4. Способ численного расчета АКФ интенсивности. Перейдем теперь к решению уравнения (10) вне рамок приближения прямых путей. Сходное уравнение решалось ранее применительно к задачам распространения света в турбулентной атмосфере.

Первые численные решения для функции когерентности четвертого порядка были получены в работе [19] при помощи сеточного метода, который, однако, не был экономичным, в смысле [20], поскольку использовавшаяся авторами явная разностная схема не была безусловно устойчивой. Устойчивая неявная схема применялась в [21 - 23], но лишь для двумерной рассеивающей среды. В [24 - 26] применялось прямое численное моделирование реализаций поля диэлектрической проницаемости и набегов фаз волны. В работе [27] уравнение ПДК было при помощи преобразования Фурье приведено к виду уравнения переноса, аналогичному (6), которое решалось методом статистического моделирования. Но в случае рассеяния на частицах интегральное ядро β в (6) имеет осциллирующий характер, а как известно [28], при наличии биполярных вкладов в решение этот метод теряет свою эффективность, в отличие от сеточного.

Будем строить сеточный метод решения уравнения (10), в котором для простоты положим $q = 0$, что отвечает тому случаю, когда нас интересует только корреляционная функция яркости $W(\vec{\rho}, \vec{v}, \vec{w})$, проинтегрированная в бесконечных пределах по \vec{v} . Этого вполне достаточно для вычисления АКФ сигнала W_E , если угловая апертура приемника α намного шире тела яркости в среде: при этом \bar{I}_α в (9) изменяется медленно по сравнению с W_0 , и можно вынести \bar{I}_α из под знака интеграла. Приемник при этом регистрирует полную интенсивность. Обозначим относительную АКФ интенсивности

$$W_I(\rho) = W_E(\vec{\rho}, 0, 0) / \langle E \rangle^2 = \bar{W}_0(h, \vec{\rho}, 0, 0) / I_0^2.$$

Аналогично случаю уравнению Шредингера, рассмотренному в [20], можно доказать, что явная разностная схема для уравнения (10) неустойчива. Неявная схема для аналогичного уравнения использовалась в работах [21 - 23], где рассматривалась двумерная модель турбулентной среды и был разработан эффективный алгоритм решения соответствующей системы разностных уравнений. При переходе к трехмерной среде размерность пространства, в котором действует оператор $\nabla_{\vec{\rho}} \nabla_{\vec{p}}$, возрастает с 2 до

4, и алгоритм [22] теряет силу. В связи с этим мы обратились к методу суммарной аппроксимации [20]. Он требует представления в решаемом уравнении многомерного дифференциального оператора в виде суммы одномерных, для чего перейдем к новым переменным:

$$\vec{\rho}' = \vec{\rho}/R + \vec{p}/kR, \quad \vec{\rho}'' = \vec{\rho}/R - \vec{p};$$

$$\rho' = |\vec{\rho}'|, \quad \rho'' = |\vec{\rho}''|, \quad \varphi = \arccos \left[\frac{((\rho/R)^2 - (p/kR)^2)/(\rho' \rho'')}{\rho' \rho''} \right].$$

Тогда можно записать (10) в следующем виде:

$$\hat{D}w = b(w + \Phi), \quad w|_{\tau=0} = 0. \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{D} \equiv \frac{\partial}{\partial \tau} - ig(\nabla_{\rho'}^2 - \nabla_{\rho''}^2) &= \frac{\partial}{\partial \tau} - ig \left[\frac{1}{\rho'} \frac{\partial}{\partial \rho'} \left(\rho' \frac{\partial}{\partial \rho'} \right) - \right. \\ &\left. - \frac{1}{\rho''} \frac{\partial}{\partial \rho''} \left(\rho'' \frac{\partial}{\partial \rho''} \right) + \left(\frac{1}{\rho'^2} - \frac{1}{\rho''^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$\tau = \sigma z$ - оптическая толщина, $g = 1/(\sigma k R^2)$ - параметр, характеризующий дифракционное расплывание светового пучка между последовательными актами рассеяния,

$$b(\rho', \rho'', \varphi) \equiv \bar{B}(R(\vec{\rho}' + \vec{\rho}'')/2, 0, kR(\vec{\rho}' - \vec{\rho}'')/2) \quad (16)$$

(напомним, что явные выражения для \bar{B} даны в [1]),

$$w(\rho', \rho'', \varphi) = \bar{W}_0(\tau/\sigma, R(\vec{\rho}' + \vec{\rho}'')/2, 0, kR(\vec{\rho}' - \vec{\rho}'')/2),$$

$$\begin{aligned} \Phi(\rho', \rho'', \varphi) &= \bar{I}'_v(0, 0, kR(\vec{\rho}' - \vec{\rho}'')/2) = \\ &= \left[4\pi\gamma J_1(kR\gamma|\vec{\rho}' - \vec{\rho}''|/2)/(k|\vec{\rho}' - \vec{\rho}''|) \right]^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Оператор \hat{D} в (15) представлен как сумма одномерных дифференциальных операторов, что позволяет использовать метод расщепления [20]. Не приводя подробного построения

локально-одномерной разностной схемы, что сделано в [28], укажем его основные этапы. Вводится сетка, равномерная по каждой из переменных; дифференциальные операторы второго порядка, входящие в (15), стандартным образом заменяются трехточечными разностными операторами, после чего проводится "послойное" (по τ) решение. На каждом слое вместо многомерного разностного уравнения решается цепочка одномерных, с разностными операторами, аппроксимирующими одномерные составляющие оператора \hat{D} . Для каждого уравнения из этой цепочки строится неявная схема, решаемая методом прогонки [20].

В [29] доказывается устойчивость такого алгоритма, определяется степень аппроксимации и обсуждается проблема граничных условий для w при больших ρ' , ρ'' . Далее мы обсудим результаты численного счета и их физические следствия.

5. Зависимость оптических флуктуаций от параметров рассеивающего слоя. По методике, изложенной в разд. 4, были выполнены расчеты АКФ интенсивности света $W_I(\rho)$ в оптически толстом слое с круглыми поглощающими частицами. Контроль за точностью расчетов осуществлялся путем варьирования внешних граничных условий и размеров ячейки сетки. Ниже приведена АКФ интенсивности при оптической толщине слоя $\tau = .4$ (при других толщинах результаты аналогичны) и зависимость от τ параметра Селвина [11, 12], определяющего среднеквадратичное отклонение оптической плотности σ_D при считывании с большой площадки A :

$$G_S = \sigma_D \sqrt{A} = \lg e \left[2\pi \int_0^\infty \rho W_I(\rho) d\rho \right]^{1/2} \quad (18)$$

Первая серия расчетов относится к коллимированному освещению: $\gamma \ll \gamma_1 \approx \lambda/2R$. На рис. 1 показана АКФ интенсивности, отнесенная к квадрату средней интенсивности, при разных значениях параметра светорассеяния g . Штрих-пунктир на этом рисунке соответствует модели прямых путей [3], не учитывающей рассеяние. С увеличением параметра g наблюдается рост центрального максимума АКФ, объясняющийся проявлением спекл-структуры при большой длине свободного пробега

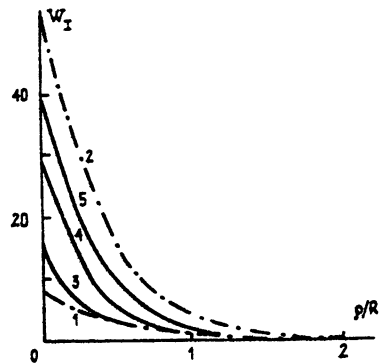


Рис 1

$l_{\Pi} = 1/\sigma$ и, напротив, ее "замыванием" при частых столкновениях (то есть при малых l_{Π}). На рис. 2 показана зависимость параметра Селвина от оптической толщины при разных значениях g , и для сравнения штрих-пунктиром нанесены кривые, соответствующие "модели с дисками" [12] площадью πR^2 (нижняя кривая) и $2\pi R^2$ (верхняя). Удвоенная площадь "диска" отвечает удвоенному количеству энергии, уходящему из падающего пучка с учетом дифракции (наряду с поглощением). Реальная зависимость $G_s(\tau)$ близка к нижней кривой при малых и к верхней - при больших значениях g , что очевидным образом связано с влиянием рассеяния: при малых g за время свободного пробега большинство рассеянных фотонов не успевает заметно удалиться от прямопрошедших.

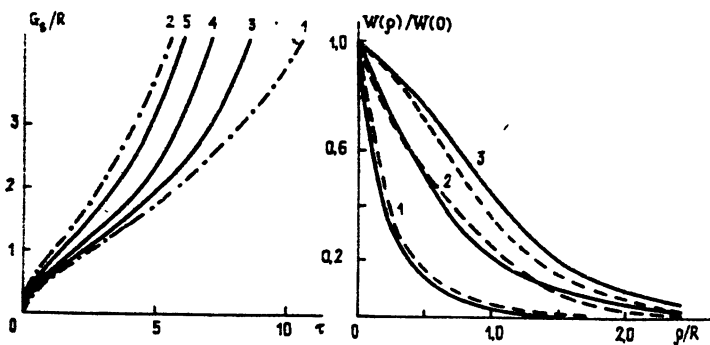


Рис. 2. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Рис. 3. Сплошные кривые - $g=0,5$, пунктир - $g=0,2$;

1 - $\gamma_s=0$; 2 - $\gamma_s=0,2$; 3 - $\gamma_s=1$.

Вторая серия расчетов относится к не строго коллимированному освещению: $\gamma \geq \gamma_1$. На рис. 3 показана нормированная АКФ интенсивности при разных значениях параметров g и $\gamma_s = \gamma/\gamma_1$. Видно, как с ростом γ_s затушевывается центральный пик АКФ, отвечающий спекл-структуре, и одновременно растет радиус корреляции.

На рис. 4 приведена зависимость параметра (18) от оптической толщины при разных значениях g и γ_s . Штрих-пунктирная кривая отвечает модели без рассеяния [12]. В [11] было найдено, что экспериментальная зависимость $G_s(\tau)$ наилучшим образом аппроксимируется при помощи модели без рассеяния, в которой поглощающие диски имеют коэффициент поглощения 0,41 и размеры, в 2,3 раза превосходящие истинные размеры частиц. Соответствующая зависимость, показанная точками на рис. 4, практически совпадает с одной из рассчитанных нами кривых, откуда видно, что отклонения от

модели [12] объясняются многократной малоугловой дифракцией на частицах. Впервые этот вывод был сделан в [30]. Из проведенного рассмотрения следует, что найденные в [11] значения подгоночных параметров не универсальны, а зависят от условий постановки эксперимента, поскольку на график $G_s(\tau)$ влияют угловая апертура освещения и параметры g и γ_1 , характеризующие рассеяние.

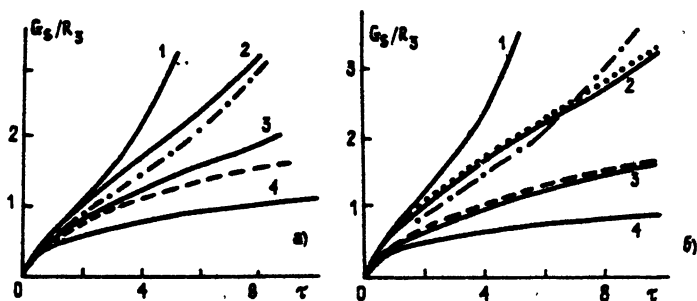


Рис. 4.

Рис. 4. Штрих-пунктир - "модель с дисками" [12], пунктир - то же без "эффектов перекрытия" [12], точки - аппроксимация экспериментальных данных [11], сплошные кривые - результаты расчетов: а) - $g=0,5$; б) - $g=1$; 1 - $\gamma_s=0$; 2 - $\gamma_s=0,5$; 3 - $\gamma_s=1$; 4 - $\gamma_s=2$.

Выводы. При достаточно общих предположениях относительно действия рассеивателей на излучение получено операторное уравнение, управляющее распространением автокорреляционной функции (АКФ) яркости. Конкретизация этого уравнения применительно к оптически жестким или поглощающим частицам с использованием малоуглового приближения приводит к уравнению, которое ранее было выведено в [2, 5] для оптически мягких частиц и распространялось в [3, 4] на случай оптически жестких при помощи модельного подхода. Разработана и практически реализована методика расчета АКФ интенсивности, которая может быть эффективной как для дисперсных, так и для турбулентных рассеивающих сред.

Результаты расчетов дают информацию об автокорреляционных функциях оптических сигналов, зарегистрированных за слоем хаотически расположенных крупных поглощающих частиц, что необходимо для интерпретации результатов оптических измерений в стохастических средах с дискретными рассеивателями и для предсказания шумовых свойств таких оптических сред.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вывод уравнений для автокорреляционной функции обобщенной яркости в дисперсной среде

Пусть, как и в [1], в отсутствие рассеивателей

$$I(\mathbf{z} + \Delta\mathbf{z}) = \hat{T}(\mathbf{z}, \Delta\mathbf{z})I(\mathbf{z}), \quad I(\mathbf{z}) \equiv I(\vec{\rho}, \mathbf{z}, \vec{s}), \quad (\text{П. 1})$$

а $\hat{\sigma}_n$ - оператор рассеяния и поглощения на n -й частице [1], интегральный по угловым переменным, с ядром $\sigma_n(\vec{\rho} - \vec{\rho}_n, \vec{s}, \vec{s}')$. Тогда из формулы однократного рассеяния

$$I(h) = \hat{T}(0, h)I(0) + \sum_n \hat{T}(z_n, h - z_n) \hat{\sigma}_n \hat{T}(0, z_n)I(0)$$

легко получить соотношения для средней яркости

$$\langle I(h) \rangle = \left[\hat{T}(0, h) + \int_0^h \hat{T}(z, h - z) \hat{S} \hat{T}(0, z) dz \right] \cdot \langle I(0) \rangle, \quad (\text{П. 2})$$

где \hat{S} - интегральный оператор относительно \vec{s} с ядром

$$S(\vec{s}, \vec{s}') = \int n_v \langle \sigma_n(\vec{\rho}, \vec{s}, \vec{s}') \rangle d^2\vec{\rho}. \quad (\text{П. 3})$$

Аналогично, для АКФ яркости

$$W(\mathbf{z}; \vec{\rho}, \vec{s}; \vec{\rho}', \vec{s}') \equiv \langle I(\vec{\rho}, \mathbf{z}, \vec{s}) I(\vec{\rho}', \mathbf{z}, \vec{s}') \rangle - I_w(\mathbf{z}; \vec{\rho}, \vec{s}; \vec{\rho}', \vec{s}'),$$

где

$$I_w(\mathbf{z}; \vec{\rho}, \vec{s}; \vec{\rho}', \vec{s}') \equiv \langle I(\vec{\rho}, \mathbf{z}, \vec{s}) \rangle \langle I(\vec{\rho}', \mathbf{z}, \vec{s}') \rangle,$$

находим [1]

$$\begin{aligned} W(h) = & \left\{ \hat{T}(0, h) \circ \hat{T}(0, h) + \hat{T}(0, h) \circ \int_0^h \hat{T}(z, h-z) \cdot \hat{S} \cdot \hat{T}(0, z) dz + \right. \\ & \left. + \left[\int_0^h \hat{T}(z, h-z) \cdot \hat{S} \cdot \hat{T}(0, z) dz \right] \circ \hat{T}(0, h) \right\} \cdot W(0) + \end{aligned} \quad (\text{П. 4})$$

$$+ \left[\int_0^h \left(\hat{T}(z, h-z) \circ \hat{T}(z, h-z) \right) \cdot \hat{B} \cdot \left(\hat{T}(0, z) \circ \hat{T}(0, z) \right) dz \right] \cdot (W(0) + I(0)),$$

где \circ - знак прямого произведения операторов, W и I_w рассматриваются как функции от пары точек $(\vec{\rho}, \vec{s}; \vec{\rho}', \vec{s}')$, зависящие от параметра z , а оператор ковариации рассеянного излучения \hat{B} - интегральный по угловым переменным (\vec{s}, \vec{s}') с ядром

$$\begin{aligned} \hat{B}(\vec{\rho}, \vec{\rho}', \vec{s} \leftarrow \vec{s}'', \vec{s}' \leftarrow \vec{s}''') = \\ = \int \cdot n_v \langle \sigma_n(\vec{\rho} + \vec{\rho}'', \vec{s}, \vec{s}'') \sigma_n(\vec{\rho}' + \vec{\rho}'', \vec{s}', \vec{s}''') \rangle d^2 \rho'''. \end{aligned} \quad (\text{П. 5})$$

Более подробно условия вывода (П. 2), (П. 4) пояснены в [1].

Из неравенства $\sigma L \ll 1$ следует, что интегральные члены в этих уравнениях малы. Линеаризуем их по параметру σL :

$$\langle I(z + L) \rangle - \langle I(z) \rangle = (\hat{T}(z, L) - 1 + L\hat{S}) \langle I(z) \rangle; \quad (\text{П. 6})$$

$$\begin{aligned} W(z + L) - W(z) = (\hat{T}(z, L) \circ \hat{T}(z, L) - 1)W(z) + \\ + L[\hat{T}(z, L) \circ \hat{T}(z, L)] \cdot [(\hat{S}_1 + \hat{S}_2)W(z) + \hat{B}(W(z) + I_w(z))], \end{aligned} \quad (\text{П. 7})$$

где $\hat{S}_1 = \hat{S} \circ 1$, $\hat{S}_2 = 1 \circ \hat{S}$.

Очевидно, что $\hat{T}(z, 0) = 1$. Предположим, что оператор $\hat{T}(z, \Delta z)$ дифференцируем по параметру Δz , и что толщина слоя L настолько мала, что $\hat{T}(z, L)$ мало изменяет функции $\langle I \rangle$ и W :

$$\|(\hat{T}(z, L) - 1)\langle I \rangle\| \ll \|\langle I \rangle\|, \quad \|(\hat{T}_{1,2}(z, L) - 1)W\| \ll \|W\|.$$

Перейдем к дифференциальной форме уравнений (П. 6), (П. 7):

$$d\langle I(z) \rangle / dz = (\hat{t}(z) + \hat{S})\langle I(z) \rangle; \quad (\text{П. 8})$$

$$dW(z) / dz = (\hat{t}_1 + \hat{t}_2 + \hat{S}_1 + \hat{S}_2)W(z) + \hat{B}(W(z) + I_w(z)), \quad (\text{П. 9})$$

где $\hat{t}_1 = \hat{t}(z) \circ 1$, $\hat{t}_2 = 1 \circ \hat{t}(z)$,

$$\hat{t}(z) = \frac{d\hat{T}(z, \varepsilon)}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon \rightarrow +0} \quad (\text{П. 10})$$

Если рассеиватели располагаются в однородной непоглощающей среде, то, согласно (П.1) и (П.10),

$$\hat{t} = -\frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_2} \nabla_{\rho'} \quad (\text{П. 11})$$

Из (П.3) следует, что оператор \hat{S} описывает как рассеяние, так и поглощение света дискретными неоднородностями, поэтому (П.8) с учетом (П.11) превращается в классическое уравнение переноса для средней яркости [17]. Отметим, что здесь оно получено без использования понятия элементарного объема (для оптических мягких частиц такой результат был получен в [5]).

Рассмотрим случай однородного освещения и статистически однородного рассеивающего слоя. Тогда $\hat{t}\langle I \rangle = 0$, и

$$\langle I(\vec{\rho}, z, \vec{s}) \rangle = \int_{\Omega} G(z; \vec{s}, \vec{s}') \langle I(\vec{\rho}', 0, \vec{s}') \rangle d\Omega_{\vec{s}'} = \hat{G}(z) \langle I(0) \rangle, \quad (\text{П. 12})$$

где G - поверхностная функция Грина, удовлетворяющая уравнению переноса

$$\frac{dG(z)}{dz} = \hat{S}G(z)$$

с сингулярным граничным условием

$$G(0; \vec{s}, \vec{s}') = \sigma_{\Omega}(\vec{s}, \vec{s}').$$

Представив функцию W в виде

$$W(z) = (\hat{G}(z) \circ \hat{G}(z)) W_0(z), \quad (\text{П. 13})$$

из уравнений (П.8), (П.9), (П.12) получим

$$\frac{dW_0(z)}{dz} = (\hat{t}_1 + \hat{t}_2 + \hat{B}_c) W_0(z) + \hat{B}_c I_W(0), \quad (\text{П. 14})$$

где

$$\hat{B}_c = (\hat{G}(z) \circledast \hat{G}(z))^{-1} \cdot \hat{B} \cdot (\hat{G}(z) \circledast \hat{G}(\bar{z})). \quad (\text{П. 15})$$

Если функция G известна или легко вычисляется, то уравнение (П.14) может оказаться более полезным, нежели (П.9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Потехин А. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т.35. N 9-10. С.761.
2. Свиркунов П. Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т.20. N 3. С.399.
3. Боровой А. Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25. N 4. С.391.
4. Барабаненков Ю. Н., Калинин М. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 8. С. 913.
5. Апресян Л. А. //Опт. и спектр. 1991. Т. 71. N 4. С. 643.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. - М.: Наука, 1978.
7. Копилевич Ю. И. //Опт. и спектр. 1988. Т.64. N 1. С. 104.
8. Потехин А. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29. N 10. С.1267.
9. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля. - Л.: Гидрометеиздат, 1987.
10. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения: Статистические и волновые аспекты. - М.: Наука, 1983.
11. Trabka E.A., Doerner E.C. //J.Appl.Photogr.Eng. 1976. V.2. N 1. P. 1.
12. Benton S.A. //Photogr.Sci.and Eng. 1977. V.21. N. 4. P.177.
13. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. - М.: Наука, 1975.
14. Борисевич М. Н., Гаврилович А. Б., Иванов А. П. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. N 11. С. 1213.
15. Муравлева Т. Б., Титов Г. А. /В кн.: Оптико-метеорологическое исследование земной атмосферы. - Новосибирск: Наука, 1987.С.108.
16. Потехин А. Ю. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1990. Т.26. N 1. С.55.
17. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. - Минск: Наука и техника, 1985.
18. Аксенов В. П. и др. Влияние атмосферы на распространение лазерного излучения. - Томск: СО АН СССР, 1987.
19. Дагкесаманская И. М., Шишов В. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. N 1. С. 16.
20. Самарский А. А. Теория разностных схем. - М.: Наука, 1983.
21. Brown W.P. //J.Opt.Soc.Amer. 1972. V.62. N 8. P.966.
22. Liu C.H., Wernik A.W., Yeh K.C., Youakhim M.Y. //Radio Sci. 1974. V. 9. N 6. P.599.
23. Gozani J. //J.Opt.Soc.Amer. Ser.A. 1985. V. 2. N 12. P.2144.

24. Кандидов В. П., Леденев В. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. N 4. С. 438.
25. Кандидов В. П., Шленов С. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. N 1. С.48.
26. Martin J.M., Flatte S.M.//Appl.Opt. 1988. V.27. N 11. P.2111.
27. Елепов Б. С., Михайлов Г. А. //ЖВМ и МФ. 1976. Т.16. N 5. С.1264.
28. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. Статистическое моделирование. - М.: Наука, 1982.
29. Потехин А. Ю. Диссертация. - Л.: ГОИ, 1991.
30. Потехин А. Ю. //Тезисы докл. II Всесоюзной конф. Оптическое изображение и регистрирующие среды. - Л., 1990. Ч. 1 С. 288.

Всесоюзный научный центр
Государственный оптический
институт им. С. И. Вавилова

Поступила в редакцию
3 декабря 1991 года

INTENSITY FLUCTUATIONS OF LIGHT PROPAGATING IN A SYSTEM OF
LARGE SCATTERERS. II. MULTIPLE SCATTERING

A. Yu. Potekhin

An equation is derived which governs the propagation the autocorrelation function of radiant intensity in an optically thick layer of discrete scatterers with anisotropic phase function. The autocorrelation function is computed of intensity in a medium containing large absorbing scattering particles. A comparison with previously known theoretical and experimental results is carried out.

УДК 621.371.15

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СВЕТОВОГО СИГНАЛА ОТ СЛОЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СРЕДЫ

Е. Е. Городничев, Д. Б. Rogozкин

Найдено точное аналитическое решение задачи о когерентном усилении обратного рассеяния короткого импульсного сигнала от слоя конечной толщины с изотропно рассеивающими центрами.

Как известно [1-4], когерентное усиление обратного рассеяния - возникновение резкого пика в угловом спектре отраженного излучения в направлении "точно-назад" - есть результат интерференции волн, движущихся по совпадающим траекториям в противоположных направлениях. Форма спектра обратного рассеяния и амплитуда когерентного пика определяются значением эффективной кратности рассеяния волн в неупорядоченной среде.

Существует ряд способов экспериментального изучения вклада процессов рассеяния различной кратности в образование когерентного пика: анализ зависимости формы и амплитуды пика от величины поглощения в среде [4], от оптической толщины рассеивающего слоя [5]. Прямым методом наблюдения вклада процессов различной кратности в интенсивность пика обратного рассеяния является измерение временной развертки в экспериментах с короткими ($T \sim 10^{-12} - 10^{-14}$ с) световыми импульсами [6, 7]. В этой ситуации угловой спектр отраженного излучения в каждый момент времени определяется волнами, прошедшими одинаковые пути, что позволяет получать важную информацию об особенностях интерференции волн при многократном рассеянии в неупорядоченной среде.

Точное решение задачи об усилении обратного рассеяния волн в случае падения на поверхность среды стационарного потока излучения найдено в модели изотропно рассеивающих центров в работах [8, 9]. Что касается эффекта усиления при отражении импульсного сигнала, то его анализ проводился только приближенно в рамках нестационарной

диффузионной теории [4, 6]. Подход, основанный на представлениях о распространении излучения в среде, как об обычной пространственной диффузии, сталкивается, однако, с проблемой граничных условий [5], а также не позволяет учесть вклад процессов рассеяния низкой кратности. Поэтому результаты, полученные на основе диффузионной теории [4, 6, 7], не могут претендовать на корректное описание углового спектра обратнорассеянного излучения во всем диапазоне изменения временной переменной.

В настоящей работе дано точное аналитическое решение задачи о когерентном усилении обратного рассеяния короткого импульсного сигнала в дву- и трехмерных средах с изотропно рассеивающими центрами. Угловой спектр $J(\vartheta, t)$ (ϑ - угол отклонения от направления "точно-назад") выражен через решение соответствующей стационарной задачи [8, 9]. Показано, что на временах $t \sim \tau$ (τ - время свободного пробега излучения) на крыльях углового спектра ($\vartheta \approx \lambda/ct$, λ - длина волны, c - скорость света) наблюдаются осцилляции интенсивности с периодом $\Delta\vartheta \sim \lambda/ct$. Происхождение осцилляций связано с баллистическим сдвигом фаз, приходящих в детектор интерферирующих волн. На больших временах $t \gg \tau$ угловая ширина пика рассеяния назад уменьшается по закону $\Delta\vartheta \sim \lambda/c\sqrt{t\tau}$. Конечность толщины слоя среды не сказывается на форме углового спектра, а влияет лишь на абсолютную величину обратнорассеянной интенсивности. Отмечено также, что справедливость оценок [6, 7], выполненных на основе диффузионного приближения, в общем случае ограничена неравенством $\vartheta \ll \lambda/c(\tau^3 t)^{1/4}$.

Полученные в работе результаты содержат обобщение известного решения [10] задачи о некогерентном отражении и прохождении импульсных сигналов на случай двумерных неупорядоченных сред (систем параллельных волокон или нитей). Эта проблема в последнее время интенсивно исследуется в связи с предположением о возможности сильной локализации света в двумерных средах [11].

1. Общие соотношения. Рассмотрим нормальное падение* сигнала на систему хаотически расположенных мелкомасштабных ($a \ll \lambda$) рассеивающих центров. Считаем, что центры неподвижны и рассеяние происходит без изменения частоты.

* При наклонном падении широкого импульсного пучка на систему неупорядоченных центров фотоны достигают поверхности среды в различные моменты времени. Это приводит к появлению бегущей вдоль поверхности "волны яркости" и препятствует наблюдению эффекта когерентного усиления.

Задача о вычислении углового спектра обратного рассеяния сводится к нахождению усредненной по расположению центров двухчастотной функции взаимной когерентности $\Gamma(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2)$. В случае, когда амплитуду рассеяния на отдельном центре можно считать постоянной на масштабе $\omega = \omega_1 - \omega_2$, функция взаимной когерентности $\Gamma(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2)$ выражается через полученное в [8, 9] решение, в котором полное сечение взаимодействия σ_{tot} нужно заменить на комплексную величину $\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{\text{tot}} - i\omega/nc$, где n - число рассеивающих центров в единице объема среды. Поэтому выражение для углового спектра обратного рассеяния можно записать в следующем виде (Приложение 1):

$$J(k, \vec{k}_0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} J(k, \vec{k}_0, \omega(\omega)), \quad (1)$$

где $J(\vec{k}, \vec{k}_0, \omega)$ - угловой спектр обратного рассеяния от неупорядоченной среды с альбедо однократного рассеяния w [8, 9]; $\vec{k}_0 = (0, k_0)$, $\vec{k} = (k_{\parallel}, k_z)$ - волновые векторы падающей и обратно рассеянной волн; $|k_{\parallel}| = k_0 \sin\vartheta$, ϑ - угол отклонения от направления "точно-назад", $k_0 = 2\pi/\lambda$. Комплексное альбедо однократного рассеяния в (1) определяется равенством

$$w(\omega) = \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{\text{tot}}(\omega)} = \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{e1} + \sigma_a - i\omega/nc}. \quad (2)$$

Здесь σ_{e1} и σ_a - сечения упругого рассеяния и поглощения.

Используемое при выводе (1) предположение о постоянстве амплитуды рассеяния справедливо вдали от резонансов, а также для случая, когда $\omega \ll \omega_1, \omega_2$. Указанное неравенство выполняется во всех экспериментах по изучению когерентного усиления обратного рассеяния нестационарных сигналов [6, 7]. Длительность импульсов $T \sim \omega^{-1}$ в [6, 7] намного превышает обратную величину несущей частоты ω_0^{-1} падающего сигнала, $\omega_0 T \gg 1$.

Отметим, что формула (1) описывает угловой спектр обратного рассеяния δ -импульса ($T \ll \tau$, где $\tau = (n\sigma_{e1}c)^{-1}$ - время свободного пробега излучения). В случае сигнала произвольной длительности подынтегральное выражение в (1) нужно дополнительно умножить на фурье-образ временной зависимости начальной интенсивности.

2. Обсуждение результатов. В случае отражения импульса от полубесконечной среды выражение для интенсивности обратного рассеяния имеет вид (Приложение 2)

$$J(\vec{k}, \vec{k}_0, t) = \frac{\exp(-t/\tau_a)}{4\pi(d-1)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\exp(-i\omega t)}{1-i\omega\tau} \times \quad (3)$$

$$\times \{Z^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|0) + [Z^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|\nu(1-i\omega\tau)^{-1}) - 1]\},$$

где d - размерность системы, $\tau_a = (n\sigma_a c)^{-1}$ - время поглощения, $\nu = |\vec{k}_\parallel|/n\sigma_{el}$, $Z(\mu, \nu|\nu)$ - "обобщенная" функция Чандрасекара [8]:

$$Z(\mu, \nu|\nu) = \exp\left[-\frac{\mu}{\pi} \int_0^{\infty} \ln\Lambda(\xi, \nu|\nu) \frac{d\xi}{1+\mu^2\xi^2}\right]. \quad (4)$$

В двумерном случае входящая в (4) функция $\Lambda(\xi, \nu|\nu)$ определяется равенством

$$\Lambda(\xi, \nu|\nu) = 1 - \nu(\xi^2 + \nu^2 + 1)^{-1/2}, \quad (5)$$

а в трехмерном

$$\Lambda(\xi, \nu|\nu) = 1 - \nu \frac{\arctg(\xi^2 + \nu^2)^{1/2}}{(\xi^2 + \nu^2)^{1/2}}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в (3) описывает обычное некогерентное рассеяние (J_L), второе - вклад интерференции волн, прошедших через одни и те же центры в противоположных направлениях (J_C). Для направления "точно-назад", $\vec{k} = -\vec{k}_0$, первое и второе слагаемые в (3) отличаются лишь на величину интенсивности однократного рассеяния.

На малых временах ($t \sim \tau$) основной вклад в отраженное излучение дают процессы рассеяния низкой кратности.

Для вычисления интенсивности $J(\vec{k}, \vec{k}_0, t)$ в этом случае подынтегральное выражение в (3) нужно разложить в ряд по параметру $(1-i\omega\tau)^{-1}$.

При обратном рассеянии света от 2D-системы (двумерная среда) интенсивность определяется соотношением

$$J^{(2D)}(\nu, t) \approx \frac{\exp(-t/\tau_a - t/\tau)}{4\pi\tau} \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \frac{t}{\tau} \left[1 + \frac{\text{Si}(\nu t/\tau)}{\nu t/\tau} \right] + \dots \right\}, \quad (7)$$

а в случае 3D-системы (трехмерная среда)

$$J^{(3D)}(\nu, t) \approx \frac{\exp(-t/\tau_a - t/\tau)}{8\pi\tau} \times \quad (8)$$

$$\times \left\{ 1 + \int_0^t \frac{dt'}{\tau} \int_1^2 \frac{dx}{x} \left[1 + J_0\left(\nu \frac{t'}{\tau} \sqrt{x-1}\right) \right] + \dots \right\},$$

где $\text{Si}(x)$ - интегральный синус, $J_0(x)$ - функция Бесселя нулевого порядка [12].

Осциллирующие слагаемые в (7), (8) описывают интерференционный вклад в интенсивность. Причиной осцилляций является сдвиг фаз интерферирующих волн, возникающий на бесстолкновительном (баллистическом) участке пути.

Рассмотрим интерференцию двух волн, распространяющихся в среде по совпадающим траекториям навстречу друг другу. Сдвиг фаз этих волн обусловлен только различием в длинах пути от места последнего столкновения до фотоприемника и равен $\Delta\varphi = \omega_0 \Delta t \approx \omega_0 \vartheta |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|/c$, где ϑ - угол между направлением "точно-назад" и направлением на приемник излучения, $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ - расстояние между точками выхода из среды первой и второй волн. Так как на малых временах $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \approx ct$, то $\Delta\varphi \approx \omega_0 \vartheta t = \nu t/\tau$, и интерференционный вклад в интенсивность

$$J_c \sim |\Psi_1 + \Psi_2|^2 \sim 2|\Psi|^2(1 + \cos\Delta\varphi) \quad (9)$$

осциллирует с периодом τ/ν .

Как показывает сопоставление (7), (8), осцилляции в $J(\vec{k}, \vec{k}_0, t)$ сильнее выражены в двумерном случае.

При больших значениях времени запаздывания t ($t \gg \tau$) основной вклад в интенсивность обратного рассеяния дают длинные траектории распространения волн, отвечающие движению в режиме пространственной диффузии. В этом случае для "обобщенной" функции Чандрасекара $Z(\mu, \nu|\nu)$ воспользуемся приближенным представлением при $|1 - \nu| \ll 1$, $|\nu| \ll 1$ [8]:

$$Z(\mu, \nu|\nu) = Z(\mu, 1|0) / [1 + \mu\gamma(\nu, \nu)], \quad (10)$$

где $\gamma(\nu, \nu)$ - корень соответствующего дисперсионного уравнения [8]

$$\Lambda(i\gamma, \nu|\nu) = 0, \quad \operatorname{Re}\gamma \geq 0 \quad (11)$$

при $|1 - \nu| < 1, \quad |\nu| < 1,$

$$\gamma^2 \approx d(1 - \nu) + \nu^2. \quad (12)$$

Подставляя (10), (12), в выражение (3), для углового спектра обратного рассеяния $J(\nu, t)$ получим

$$J(\nu, t) = \frac{Z^2(1, 1|0)\sqrt{d\tau}}{4\pi^{3/2}(d-1)} \frac{\exp(-t/\tau_a)}{t^{3/2}} \left[1 + \exp\left(-\frac{\nu^2 t}{d\tau}\right) \right], \quad (13)$$

$$\nu < 1, \quad t \gg \tau.$$

Входящая из (13) функция $Z(1, 1|0)$ совпадает с обычной функцией Чандрасекара [13] либо с ее двумерным аналогом [8].

Поправки к приближенному равенству (12) ограничивают область применимости выражения (13) областью времен $t < \tau\nu^{-4}$ (или областью отклонений от направления назад $\nu < (\tau/t)^{1/4} < 1$). Например, в двумерном случае, используя точное выражение для корня уравнения (11)

$$\gamma^2 = 1 - \nu^2 + \nu^2, \quad (14)$$

находим, что интерференционный вклад в интенсивность при $\nu < 1$ пропорционален $\exp[-(1 - \sqrt{1 - \nu^2})t/\tau]$ и переходит в (13) только, если $\nu^4 t/\tau < 1$.

Крылья в угловом спектре $J(\nu, t)$ при $\nu \gg 1$ описываются соотношениями, аналогичными (7), (8). В частности, при отражении от двумерной неупорядоченной системы интерференционный вклад J_c убывает на крыльях спектра по закону

$$J_c^{2D}(\nu, t) \approx \frac{\exp(-t/\tau_a - t/\tau)}{4\pi\tau} \left\{ \frac{1}{\nu} \left(1 + \frac{1}{\nu} + \dots \right) - \frac{2}{\pi\nu} \left[\frac{1}{\nu t/\tau} \cos\left(\nu \frac{t}{\tau}\right) + \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \frac{1}{\nu} \left(\nu \frac{t}{\tau}\right)^{-1/2} \cos\left(\nu \frac{t}{\tau} - \frac{\pi}{4}\right) + \dots \right] \right\}. \quad (15)$$

Главное слагаемое в (15), как и в стационарном случае [8], определяется процессом двукратного рассеяния и приводит к угловой зависимости $J_c \sim \nu^{-1}$. Осциллирующие слагаемые в соотношении (15), как и в (7), (8), обусловлены сдвигом фаз волн на баллистическом участке пути. В отличие от (7), в случае $t \gg \tau$, наряду со слагаемым, пропорциональным $(\nu t/\tau)^{-1}$, необходимо дополнительно удержать член порядка $(\nu^3 t/\tau)^{-1/2}$.

Угловое распределение обратнорассеянных волн $J_c(\nu, t)$ для заданных моментов времени показано на рис. 1, где (а) - угловой спектр в окрестности когерентного пика ($t/\tau = 3$), (б) - крылья спектра (цифры у кривых - значения t/τ). По сравнению со стационарным случаем [8, 9] пик в мгновенном угловом распределении выражен более резко. Причина такого поведения интенсивности связана с подавлением по мере нарастания t вклада процессов рассеяния низкой кратности.

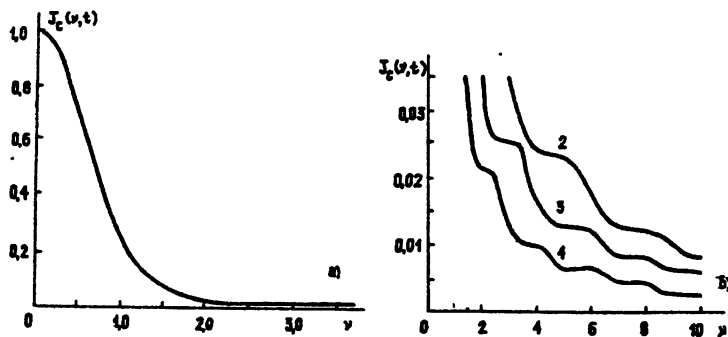


Рис. 1.

При вычислении интенсивности обратного рассеяния от слоя конечной толщины L нужно воспользоваться результатами [9]. Подставив в них в соответствии с (1) комплексное альbedo (2) и выполнив обратное преобразование Фурье, находим

$$J(\vec{k}, \vec{k}_0, t) = \frac{\exp(-t/\tau_a)}{4\pi(d-1)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\exp(-i\omega t)}{1-i\omega\tau} \times \quad (16)$$

$$\times \{ [X_L^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|0) - Y_L^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|0)] +$$

$$+ [X_L^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|\nu(1-i\omega\tau)^{-1}) - Y_L^2(1, (1-i\omega\tau)^{-1}|\nu(1-i\omega\tau)^{-1}) -$$

$$- 1 + \exp(-2n\sigma_{e1}L)]\}.$$

Входящие в (16) X-, Y-функции являются аналогами функции $Z(\mu, \nu|\nu)$ для слоя конечной толщины. В случае оптически толстого слоя ($n\sigma_{e1}L \gg 1$) X-, Y-функции можно непосредственно выразить через $Z(\mu, \nu|\nu)$. Соответствующие формулы приведены в Приложении 2.

В области малых отклонений от направления "точно-назад", $\nu \ll 1$, интеграл (16) можно вычислить аналитически и получить для $J(\vec{k}, \vec{k}_0, t)$ следующее выражение:

$$J(\vec{k}, \vec{k}_0, t) = \frac{Z^2(1, 1|0)}{2\pi(d-1)} \frac{\sqrt{d\tau}}{\tau_L^{3/2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \left[1 + \exp\left(-\frac{\nu^2 t}{d\tau}\right)\right] \times \quad (17)$$

$$\times \left[\frac{1}{2} \sqrt{\tau_L^3/\pi t^3} - R\left(\frac{t}{\tau_L}\right) \eta\left(t - \frac{2L}{c}\right)\right],$$

где

$$\tau_L = d\tau(n\sigma_{e1}L + 2\delta)^2; \quad (18)$$

$$\delta = 0,7104 \quad (3D), \quad \delta = 0,8183 \quad (2D), \quad (19)$$

$\eta(t)$ - единичная ступенчатая функция, а функция $R(x)$ определяется равенством

$$R(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi x^{3/2}}} + \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} dp\sqrt{p} \frac{\operatorname{ch}\sqrt{p}}{\operatorname{sh}\sqrt{p}} \exp(px) = \quad (20)$$

$$= \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{\pi x^{5/2}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(n^2 - \frac{x}{2}\right) \exp\left(-\frac{n^2}{x}\right), & x < 1 \\ \frac{1}{2\sqrt{\pi x^{3/2}}} - 2\pi^2 \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \exp(-\pi^2 n^2 x), & x > 1 \end{cases}$$

Таблицы численных значений и подробный анализ свойств функции $R(x)$ содержатся в работе [10], посвященной исследованию некогерентного рассеяния импульса в плоском слое.

Как следует из выражения (17), конечность толщины рассеивающего

слоя не влияет на форму углового спектра, а сказывается лишь на уменьшении абсолютной величины интенсивности обратного рассеяния. Форма когерентного пика в $J(\vec{k}, \vec{k}_0, t)$ определяется только длиной пройденного в среде пути st и длиной свободного пробега $l = st$. Зависимость интенсивности (17) от размерности рассеивающей системы d проявляется только в значениях входящих в (16) постоянных ($\delta, Z(1, 1|0)$ и др.). Универсальные функции, через которые выражается спектр обратного рассеяния, от размерности не зависят.

Отметим в заключение, что в случае 2D-системы выражение (17) при $\nu \rightarrow \infty$ обобщает известный результат [10], полученный для интенсивности некогерентного обратного рассеяния от слоя трехмерной среды. Используя соотношения работы [9], аналогичное (17) выражение можно вывести и для коэффициента прохождения через слой.

Авторы благодарны С. Л. Дудареву за интерес к работе и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Как известно [14], временная развертка интенсивности в импульсном сигнале выражается через фурье-образ двухчастотной функции взаимной когерентности

$$J(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \Gamma\left(\omega_0 + \frac{\omega}{2}, \omega_0 - \frac{\omega}{2}\right), \quad (\text{П. 1. 1})$$

где ω_0 - "несущая" частота сигнала. В связи с этим задача о вычислении распределения излучения при обратном рассеянии импульса от неупорядоченной среды сводится к нахождению функции взаимной когерентности $\Gamma(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2)$.

Функцию Γ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2) &= \Gamma_0(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2) + \\ &+ \int d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 d\vec{R}'_1 d\vec{R}'_2 G(\vec{r}_1, \vec{R}_1; \omega_1) G^*(\vec{r}_2, \vec{R}_2; \omega_2) \times \\ &\times \psi(\vec{R}_1, \vec{R}'_1, \omega_1; \vec{R}_2, \vec{R}'_2, \omega_2) \Gamma_0(\vec{R}'_1, \omega_1; \vec{R}'_2, \omega_2), \end{aligned} \quad (\text{П. 1. 2})$$

где $G(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega)$ - функция Грина задачи рассеяния, представляющая

собой затухающую сферическую волну в трехмерном случае

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \omega) = - \frac{1}{4\pi|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \exp\left[\left(i\frac{\omega}{c} - \frac{n\sigma_{tot}}{2}\right)|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|\right] \quad (\text{П. 1. 3})$$

и аналогичную (П. 1. 3) цилиндрическую волну - в двумерном; $\Gamma_0(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2)$ - функция взаимной когерентности нерассеянного поля при нормальном (вдоль оси Oz) падении

$$\Gamma(\vec{r}_1, \omega_1; \vec{r}_2, \omega_2) = \exp\left[\left(i\frac{\omega_1}{c} - \frac{n\sigma_{tot}}{2}\right)z_1 - \left(i\frac{\omega_2}{c} + \frac{n\sigma_{tot}}{2}\right)z_2\right]. \quad (\text{П. 1. 4})$$

Функция ψ в (П. 1. 2) описывает эволюцию волнового поля при многократном рассеянии в среде и определяется суммой лестничных (некогерентный вклад) и веерных (интерференционный вклад) диаграмм, $\psi = \psi + c$ [4, 5, 8]. Интегрирование в (П. 1. 2) проводится по объему, занятому средой.

Предполагая, что приемник излучения расположен на большом расстоянии от поверхности среды, из соотношения (П. 1. 2) находим выражение для углового спектра (дифференциального коэффициента обратного рассеяния) в двухчастотном представлении

$$J(\vec{n}, \vec{n}_0; \omega_1, \omega_2) = \frac{1}{(4\pi)^2 \Sigma} \int d\vec{R}_1 d\vec{R}_2 d\vec{R}'_1 d\vec{R}'_2 \times \quad (\text{П. 1. 5})$$

$$\times \exp\left[i\frac{\omega_1}{c}(z_1 + z'_1) - i\frac{\omega_2}{c}(z_2 + z'_2) - \frac{n\sigma_{tot}}{2}(z_1 + z'_1 + z_2 + z'_2)\right] \times$$

$$\times \psi(\vec{R}_1, \vec{R}'_1, \omega_1; \vec{R}_2, \vec{R}'_2, \omega_2) \exp\left[-i\frac{\omega_1}{c}\vec{n}(\vec{R}_1)_\parallel + i\frac{\omega_2}{c}\vec{n}(\vec{R}_2)_\parallel\right],$$

где \vec{n}_0, \vec{n} - единичные векторы, указывающие направление распространения падающих и обратнорассеянных волн, \vec{n}_0 совпадает с внутренней нормалью к поверхности, \vec{n} близок к направлению "точно-назад", $|\vec{n} + \vec{n}_0| \ll 1$, \vec{R}_\parallel - параллельная поверхности составляющая вектора \vec{R} , Σ - площадь облучаемого участка поверхности среды.

В случае, когда рассеивающие центры неподвижны, а сечение σ_{tot} можно считать постоянным на масштабе $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_1, \omega_2$, $\omega_1, \omega_2 \approx \omega_0$,

функция \mathcal{U} определяется суммой следующих выражений:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\vec{r}_1, \vec{r}'_1, \omega_1; \vec{r}_2, \vec{r}'_2, \omega_2) &= 4\pi n \sigma_{e1} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}'_1 - \vec{r}'_2) \times (\text{П. 1. 6}) \\ &\times [\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}'_1) + F(\vec{r}_1, \vec{r}'_1; \omega_1, \omega_2)]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(\vec{r}_1, \vec{r}'_1, \omega_1; \vec{r}_2, \vec{r}'_2, \omega_2) &= 4\pi n \sigma_{e1} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}'_1) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}'_2) \times (\text{П. 1. 7}) \\ &\times F(\vec{r}_1, \vec{r}'_1; \omega_1, \omega_2). \end{aligned}$$

Входящая в (П. 1. 6), (П. 1. 7) функция F удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} F(\vec{r}, \vec{r}'; \omega_1, \omega_2) &= \frac{n\sigma_{e1}}{4\pi} \frac{\exp\left[\left(i\frac{\omega}{c} - n\sigma_{tot}\right)|\vec{r} - \vec{r}'|\right]}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} + (\text{П. 1. 8}) \\ &+ \frac{n\sigma_{e1}}{4\pi} \int d\vec{r}'' \frac{\exp\left[\left(i\frac{\omega}{c} - n\sigma_{tot}\right)|\vec{r} - \vec{r}''|\right]}{|\vec{r} - \vec{r}''|^2} F(\vec{r}'', \vec{r}'; \omega_1, \omega_2), \end{aligned}$$

где $\omega = \omega_1 - \omega_2$.

Согласно (П. 1. 6)-(П. 1. 8) \mathcal{L} и \mathcal{C} , а следовательно, и функция \mathcal{U} выражаются через решение стационарной задачи (П. 1. 8) с эффективным полным сечением $\sigma_{tot}(\omega) = \sigma_{tot} - i\omega/nc$. Поэтому если теперь подставить (П. 1. 6), (П. 1. 7) в (П. 1. 5) и приближенно положить в (П. 1. 5)

$$\frac{\omega_1}{c} \vec{n}(\vec{R}_1)_{\parallel} - \frac{\omega_2}{c} \vec{n}(\vec{R}_2)_{\parallel} \approx \frac{\omega_0}{c} \vec{n}(\vec{R}_1 - \vec{R}_2)_{\parallel}^*,$$

то придем к выражению

$$J\left(\vec{k} = \frac{\omega_0}{c} \vec{n}, \vec{k}_0 = \frac{\omega_0}{c} \vec{n}_0, \omega = \omega_1 - \omega_2\right) = (\text{П. 1. 9})$$

* Указанное равенство справедливо, если $(\omega_1 - \omega_2)c^{-1} \vec{n}(\vec{R}_1 + \vec{R}_2) \ll 1$.

Отсюда, учитывая, что $[(\omega_1 - \omega_2)c^{-1}]_{эфф} \sim (c\tau)^{-1} \approx (c\tau)^{-1}$ и $|\vec{n}_{\parallel}| = \vartheta \approx \lambda/c\tau \sim (\omega_0\tau)^{-1} \ll 1$, получаем ограничение на площадь облучаемого участка поверхности $\Sigma \ll (c\tau)^4/\lambda^2 \sim (c\tau)^2(\omega_0\tau)^2$.

$$= \frac{n\sigma_{e1}}{4\pi\Sigma} \int d\vec{R} d\vec{R}' \exp\left[\left[i\frac{\omega}{c} - n\sigma_{tot}\right](z + z')\right] \left\{ \delta(\vec{R} - \vec{R}') + \right. \\ \left. + F(\vec{R}, \vec{R}', n\sigma_{e1}, n(\sigma_{tot} - \frac{i\omega}{nc})) \left[1 + \exp[-ik(\vec{R} - \vec{R}')_{\parallel}] \right] \right\}.$$

Подстановка (П. 1. 9) в (П. 1. 1) сразу приводит к соотношению (1).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Согласно (П. 1. 9) угловое распределение обратнорассеянных волн выражается через интеграл от функции $F = F((\vec{r} - \vec{r}')_{\parallel}, z, z')$. Эта функция удовлетворяет уравнению (П. 1. 8) с разностным ядром и подробно изучена в работах [8, 9].

В случае полубесконечной среды решение уравнения (П. 1. 8) удовлетворяет соотношению [8]

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} dzdz' \int d\vec{r}_{\parallel} F(\vec{r}_{\parallel}, z, z'; n\sigma_{e1}, n\sigma_{tot}) \exp[-n\sigma_{tot}(z + z') - i\vec{q}\vec{r}_{\parallel}] = \\ = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{tot}} \left[Z^2\left(1, \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{tot}} \left| \frac{q}{n\sigma_{tot}} \right. \right) - 1 \right]. \quad (\text{П. 2. 1})$$

Входящая в (П. 2. 1) функция $Z(\mu, \nu)$ может быть найдена в квадратурах с помощью решения уравнения (П. 1. 8) методом Винера-Хопфа [8]. Явный вид $Z(\mu, \nu)$ определяется формулой (4). Подстановка (П. 2. 1) в (П. 1. 9) приводит к распределению (3).

Для слоя конечной толщины L результат интегрирования функции F несколько отличается от (П. 2. 1) [9]

$$\int_0^L \int_0^L dzdz' \int d\vec{r}_{\parallel} F(\vec{r}_{\parallel}, z, z'; n\sigma_{e1}, n\sigma_{tot}) \times \\ \times \exp[-n\sigma_{tot}(z + z') - i\vec{q}\vec{r}_{\parallel}] = \\ = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{tot}} \left[X_L^2\left(1, \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{tot}} \left| \frac{q}{n\sigma_{tot}} \right. \right) - Y_L^2\left(1, \frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{tot}} \left| \frac{q}{n\sigma_{tot}} \right. \right) - 1 + \exp(-2n\sigma_{tot}L) \right]. \quad (\text{П. 2. 2})$$

Функции X_L и Y_L в (П. 2. 2) в явном виде удается вычислить только в предельном случае толстого слоя:

$$X_L(1, w|v) = \left[1 - \frac{2\gamma b^2 \exp(-2\gamma n\sigma_{\text{tot}} L)}{1 - b^2 \exp(-2\gamma n\sigma_{\text{tot}} L)} \frac{1}{1 - \gamma} \right] Z(1, w|v); \quad (\text{П. 2. 3})$$

$$Y_L(1, w|v) = \frac{2\gamma b \exp(-2\gamma n\sigma_{\text{tot}} L)}{1 - b^2 \exp(-2\gamma n\sigma_{\text{tot}} L)} \frac{1}{1 - \gamma} Z(1, w|v). \quad (\text{П. 2. 4})$$

В (П. 2. 3), (П. 2. 4) γ - корень уравнения (11), а коэффициент b можно приближенно представить в виде

$$b = \exp(-2\gamma\delta), \quad (\text{П. 2. 5})$$

где

$$\delta = \int_0^1 \mu^2 d\mu \frac{Z(\mu, 1|0)}{\sqrt{1 - (3 - d)\mu^2}} \left[\int_0^1 \mu d\mu \frac{Z(\mu, 1|0)}{\sqrt{1 - (3 - d)\mu^2}} \right]^{-1}. \quad (\text{П. 2. 6})$$

В пределе $\gamma = [d(1 - w) + v^2]^{1/2} \ll 1$ соотношения (П. 2. 3), (П. 2. 4) приобретают совсем простой вид

$$X_L(1, w|v) = \{1 - \gamma \text{cth}[\gamma(n\sigma_{\text{tot}} L + 2\delta)]\} Z(1, 1|0); \quad (\text{П. 2. 7})$$

$$Y_L(1, w|v) = \frac{\gamma}{\text{sh}[\gamma(n\sigma_{\text{tot}} L + 2\delta)]} Z(1, 1|0). \quad (\text{П. 2. 8})$$

Если теперь подставить (П. 2. 7), (П. 2. 8) в равенство (П. 2. 2), а затем и в (П. 1. 9), то, выполняя обратное преобразование Фурье по переменной ω , придем к формуле (16).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuga Y., Ishimaru A. //J. Opt. Soc. Am. 1984. V. A1. P. 831.
2. Van Albada M. P., Lagendijk A. //Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2692.

3. Wolf P. E., Maret G. //Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2696.
4. Wolf P. E., Maret G. et al. //J. Phys. 1988. V. 49. P. 63.
5. Van der Mark M. B., Van Albada M. P., Lagendijk A. //Phys. Rev. 1988. V. B37. P. 3575.
6. Vreeker R., Van Albada M. P. et al. //Phys. Lett. 1988. V. A132. P. 51.
7. Yoo R. M., Takiguchi Y., Alfano R. R. //Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 2343.
8. Городничев Е. Е., Дударев С. Л., Рогозкин Д. Б. //ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 847.
9. Gorodnichev E. E., Dudarev S. L., Rogozkin D. B. //Phys. Lett. 1990. V. A144. P. 48.
10. Иванов В. В., Гутшабаш О. Д. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1974. Т. 10. С. 851.
11. Freund I., Rosenbluh M. et al. //Phys. Res. Lett. 1988. V. 61. P. 1214.
12. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. -М.: Наука.
13. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. -М.: ИЛ, 1953.
14. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. -М.: Мир, 1981. Т. 2.

Московский инженерно-физический
институт

Поступила в редакцию
12 ноября 1991 года

COHERENT BACKSCATTERING OF LIGHT PULSE BY
RANDOM SLAB

E. E. Gorodnichev, D. B. Rogozkin

The exact solution of the problem of coherent backscattering by random slab has been found in the time-domain. The 2D-, 3D- systems with point-like scatterers have been considered.

УДК 534.26

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНАЛОВ СВЯЗИ
ТОЧЕК НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ****А. Ю. Зорин, И. П. Смирнов, А. П. Хилько**

Исследуются трансляционные характеристики точек неоднородной среды для источника и приемника с фиксированным положением и заданными свойствами. В рамках геометрической оптики введены коэффициент энергетической связи (КЭС) и коэффициент анизотропности (КА), определяющие величину и угловое распределение каналов связанности источника и области наблюдения через точку неоднородной среды. Изучены пространственная структура КЭС и КА для некоторых типичных, встречающихся в практике волноводов. Проанализированы возможности использования КЭС и КА в системах видения и томографического мониторинга неоднородных сред.

Известно, что поле источника в неоднородной среде распределено неравномерно. Следствием этого является существование областей слабой чувствительности, характеризующихся следующим свойством: пространственно-локализованные неоднородности среды в этих областях не вызывают заметных возмущений поля в точке наблюдения. Кроме того, наличие интенсивного поля подсветки в месте расположения неоднородности может быть недостаточным для возникновения больших вариаций поля в области наблюдений при измерении ориентации анизотропных неоднородностей. Указанные фундаментальные свойства, характеризующие неоднородную среду, имеют важное значение при построении систем томографического мониторинга и систем видения в различных неоднородных средах, таких, например, как атмосфера либо толща океана [1 - 3].

Указанные свойства неоднородной среды удобно описать с помощью двух коэффициентов связи - коэффициента энергетической связи (КЭС) и коэффициента анизотропности (КА). Первый из них определяет

среднюю по всем ориентациям неоднородности интенсивность возмущенного поля в точке наблюдения. Он зависит от глобального пространственного распределения аномалий распространения полей в неоднородной среде для фиксированных точек расположения источника поля и системы наблюдения. Второй коэффициент (КА) показывает угловую анизотропию аномалий распространения в области расположения неоднородностей для заданных положений источника и приемника. Определение пространственного распределения указанных коэффициентов позволяет построить своеобразные "трансляционные карты" неоднородной среды. Такие карты дают возможность оптимизировать систему видения и мониторинга пространственно локализованных неоднородностей путем их использования в качестве априорной информации при решении обратных задач рассеяния и излучения в неоднородных средах [3-5].

Целью настоящей работы является исследование характеристик энергетической связи точек неоднородной среды, построение пространственного распределения коэффициентов энергетической связи и анизотропии на примере часто встречающихся в природных условиях типов плоскостойких волноводов, а также выработка рекомендаций по использованию таких распределений при построении систем видения и мониторинга.

Прежде чем приступить к рассмотрению сформулированных выше вопросов, отметим, что для построения пространственного распределения КЭС и КА можно использовать различные методы расчета полей в неоднородных средах [6]. Ниже будет использовано приближение геометрической оптики (или, что тоже самое, геометрической акустики) [7]. В терминах этого приближения будут введены понятия КЭС и КА и исследованы их свойства. Вместе с тем, предложенный в работе подход аналогичным методом может быть использован и в случае применения для расчета полей других приближений.

Свойства коэффициентов связи

Учитывая особенности часто встречающихся в природных условиях неоднородных сред, будем рассматривать задачу на примере слоисто-неоднородной среды, что, однако, не уменьшает общность полученных ниже результатов.

Пусть S , R и P - заданные точки горизонтально стратифицированной среды (рис. 1). Поместим в точки R , S , соответственно, ненаправленный приемник и источник звука мощностью W , а в точку P - малое тело с гладкой равномерно выпуклой

поверхность, которое будет моделировать произвольную пространственно локализованную неоднородность.

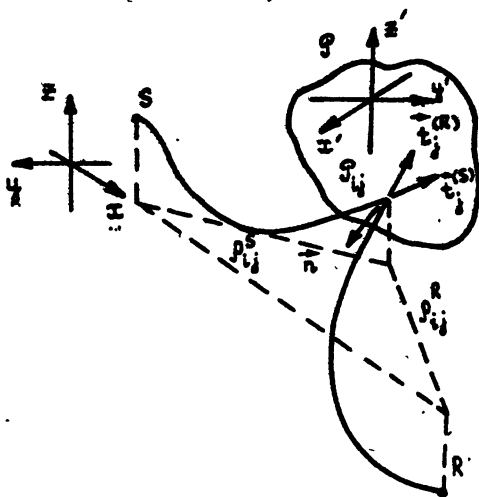


Рис.1.

Расположение рассеивателя, источника и точки наблюдения

Для полной интенсивности отраженной от тела волны в точке приема R имеем в приближении геометрической оптики

$$I = \frac{W}{4\pi} \sum_{1j} f_{1j}^{(S)} S_{1j} f_{1j}^{(R)} \left[\rho_{1j}^{(S)} \rho_{1j}^{(R)} \right]^{-2}, \quad (1)$$

где проведено некогерентное суммирование полей, приносимых всеми лучами, которые попадают из точки S в точку R после отражения от поверхности тела. Здесь $S_{1j} = |\Gamma_{1j}|^2 / |K_{1j}|$, Γ_{1j} - коэффициент Френеля, K_{1j} - полная кривизна поверхности в точке отражения P_{1j} , $\rho_{1j}^{(S,R)}$ - расстояния в горизонтальной плоскости, $f_{1j}^{(S,R)}$ - факторы фокусировки лучей, соединяющих P_{1j} с S, R , соответственно. Формула (1) выведена в предположении, что полная кривизна отражающей поверхности значительно превосходит кривизны фазовых фронтов полей; она неверна также вблизи каустик семейств выходящих из точек S, R лучей [7].

Если размеры тела достаточно малы, то в (1) можно приближенно положить $\rho_{1j}^{(S)} \approx \rho_S$, $\rho_{1j}^{(R)} \approx \rho_R$. Кроме того, в достаточно общей ситуации можно произвести разбиение всего множества лучей, соединяющих точку S с поверхностью тела, на l непересекающихся

классов лучей. Лучи одного класса незначительно отличаются друг от друга и являются результатом расщепления луча, приходящего из S в точку тела \mathcal{P} . Аналогичное разбиение на m классов можно произвести и для системы лучей, соединяющих точку R с поверхностью тела. Для соответствующих факторов фокусировки имеем при этом $f_{ij}^{(S)} \approx f_i^{(S)}$, $f_{ij}^{(R)} \approx f_j^{(R)}$, где $f_i^{(S)}$, $f_j^{(R)}$ - факторы фокусировки лучей, приходящих в точку \mathcal{P} .

Свяжем с телом некоторую "замороженную" в него декартову систему координат $\{x', y', z'\}$. Пусть n_x, n_y, n_z - координаты орта \vec{n} в этой системе, $K(\vec{n}) = K(n_x, n_y, n_z)$ - гауссова кривизна поверхности в той ее точке, где внешняя нормаль равна \vec{n} . Функция $S(\vec{n}) = |K(\vec{n})|^{-1}$, далее называемая "функцией поверхности", характеризует рассеивающее тело в связанной с ним системе координат $\{x', y', z'\}$. Зная функцию поверхности, легко в случае идеального отражателя ($|\Gamma_{ij}| = 1$) найти сечения рассеяния S_{ij} в (1). Действительно, если U - унитарная матрица преобразования от связанной со средой декартовой системы $\{x, y, z\}$ к системе $\{x', y', z'\}$, то

$$S_{ij} = S(U\vec{n}_{ij}),$$

$$\vec{n}_{ij} = \left(\vec{t}_i^{(S)} + \vec{t}_j^{(R)} \right) \left[2 \left(1 + \left(\vec{t}_i^{(S)}, \vec{t}_j^{(R)} \right) \right) \right]^{-\frac{1}{2}},$$

где $\vec{t}_i^{(S)}$, $\vec{t}_j^{(R)}$ - касательные орты лучей, приходящих в \mathcal{P} из S и R , соответственно (рис. 1).

Используя все вышесказанное, преобразуем (1) к виду

$$I = \frac{W}{4\pi} (\rho_S \rho_R)^{-2} \sum_{\alpha=1}^K \mathcal{F}_\alpha S(U\vec{n}_\alpha),$$

где $\alpha = (i, j)$, $\mathcal{F}_\alpha = f_i^{(S)} f_j^{(R)}$, $K = m \cdot n$.

Из (2) видно, что для определения интенсивности поля в точке приема необходимо знание набора параметров $\{\rho_S, \rho_R, (\mathcal{F}_\alpha, \vec{n}_\alpha)_{\alpha=1}^K\}$, характеризующего точку среды \mathcal{P} . Вместе с тем, этого набора еще недостаточно для нахождения интенсивности, требуется еще знать функцию поверхности $S(\vec{n})$ и ориентацию тела U в пространстве. Указанные факторы взаимодействуют в формуле (2), что затрудняет учет их влияния на величину интенсивности. В связи с этим, можно

поставить задачу определения таких характеристик поля в точке приема, для которых влияние этих факторов могло бы легко быть прослежено.

Найдем, например, среднюю по всем возможным ориентациям тела интенсивность в точке приема. Имеем из (2)

$$\bar{I}_U = \frac{W}{4\pi} (\rho_S \rho_R)^{-2} \sum_{\alpha=1}^K \mathcal{F}_\alpha \bar{S}_\alpha.$$

Так как величина

$$\bar{S}_\alpha = \langle S(U\vec{n}_\alpha) \rangle_U = \langle S(\vec{n}') \rangle_{n'} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin\theta S(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta) d\theta$$

не зависит от индекса α , то

$$\bar{I}_U = \frac{W}{4\pi} V \cdot \bar{S},$$

(3)

$$V = (\rho_S \rho_R)^{-2} \sum_{\alpha=1}^K \mathcal{F}_\alpha.$$

В (3) вышеуказанные факторы оказываются полностью разделены: величина \bar{S} - среднее значение эффективной поверхности тела, V - величина, определяемая исключительно свойствами среды. Последнюю естественно назвать коэффициентом энергетической связи точек S , R через точку \mathcal{P} (КЭС). Укажем следующие очевидные свойства КЭС $V \equiv V(S, R, \mathcal{P})$:

- 1) $V \geq 0$; $V = 0$ тогда и только тогда, когда $K = 0$;
- 2) $V(S, R, \mathcal{P}) \equiv V(S, R, \mathcal{P})$;

$$3) V = (\rho_S \rho_R)^{-2} \left(\sum_{i=1}^n f_i^{(S)} \right) \left(\sum_{j=1}^m f_j^{(R)} \right);$$

4) Если точки S и R лежат на одном горизонте, то график функции $V(\mathcal{P}) \equiv V(S, R, \mathcal{P})$ симметричен относительно плоскости, параллельной оси z , ортогональной линии, соединяющей точки S и R и проходящей через середину этой линии;

5) Используя формулы (7)

$$f_i^{(S)} = \frac{c_{\mathcal{P}}}{c_S} \frac{\rho_S}{\left| \frac{dz_i(\rho_S)}{d\theta} \right|}, \quad f_j^{(R)} = \frac{c_{\mathcal{P}}}{c_R} \frac{\rho_R}{\left| \frac{dz_j(\rho_R)}{d\theta} \right|}$$

можно из (3) получить для КЭС следующее представление:

$$V = \frac{c^2}{c_S c_R} (\rho_S \rho_R)^{-1} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left| \frac{dz_i^{(\rho_S)}}{d\theta} \frac{dz_j^{(\rho_R)}}{d\theta} \right| \dots \quad (4)$$

где $z^{(\rho)}(\theta)$ - координата точки пересечения луча, выходящего из точки \mathcal{P} под углом скольжения θ , с поверхностью $\rho = \text{const}$, ρ - расстояние от точки \mathcal{P} в горизонтальной плоскости.

В простейших ситуациях КЭС можно вычислить аналитически.

1) *Однородная среда.* Здесь $n = m = 1$, $f_1^{(S)} = \cos^2 \theta_S$, $f_1^{(R)} = \cos^2 \theta_R$. Поэтому

$$V = \frac{\cos^2 \theta_S \cos^2 \theta_R}{\rho_S^2 \rho_R^2} = \frac{1}{d_S^2 d_R^2}$$

где $d_{S,R}$ - расстояния от S, R до \mathcal{P} соответственно.

2) *Однородное полупространство $z \leq 0$ с абсолютно отражающей поверхностью $z = 0$.* Здесь

$$V = \left(\frac{1}{d_S^2} + \frac{1}{d_{S^*}^2} \right) \left(\frac{1}{d_R^2} + \frac{1}{d_{R^*}^2} \right),$$

где d_S, d_{S^*} - расстояния от \mathcal{P} до S и его зеркального изображения S^* ; аналогично определяются d_R, d_{R^*} .

3) *Однородная полоса $-h \leq z \leq 0$ с абсолютно отражающими границами $z = 0$ и $z = -h$.* Здесь

$$V = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{d_{S_k}^2} + \frac{1}{d_{S_k^*}^2} \right) \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{d_{R_l}^2} + \frac{1}{d_{R_l^*}^2} \right),$$

$$d_{S_k}^2 = \rho_S^2 + (z_{\mathcal{P}} - z_S - 2kh)^2, \quad d_{S_k^*}^2 = \rho_S^2 + (z_{\mathcal{P}} + z_S - 2kh)^2,$$

$$d_{R_k}^2 = \rho_R^2 + (z_{\mathcal{P}} - z_R - 2kh)^2, \quad d_{R_k^*}^2 = \rho_R^2 + (z_{\mathcal{P}} + z_R - 2kh)^2,$$

где $z_S, z_R, z_{\mathcal{P}}$ - горизонты точек S, R, \mathcal{P} .

Характеризуя среднюю по всем возможным ориентациям тела интенсивность, КЭС не дает никакой информации относительно того, насколько велики вариации интенсивности при изменении ориентации.

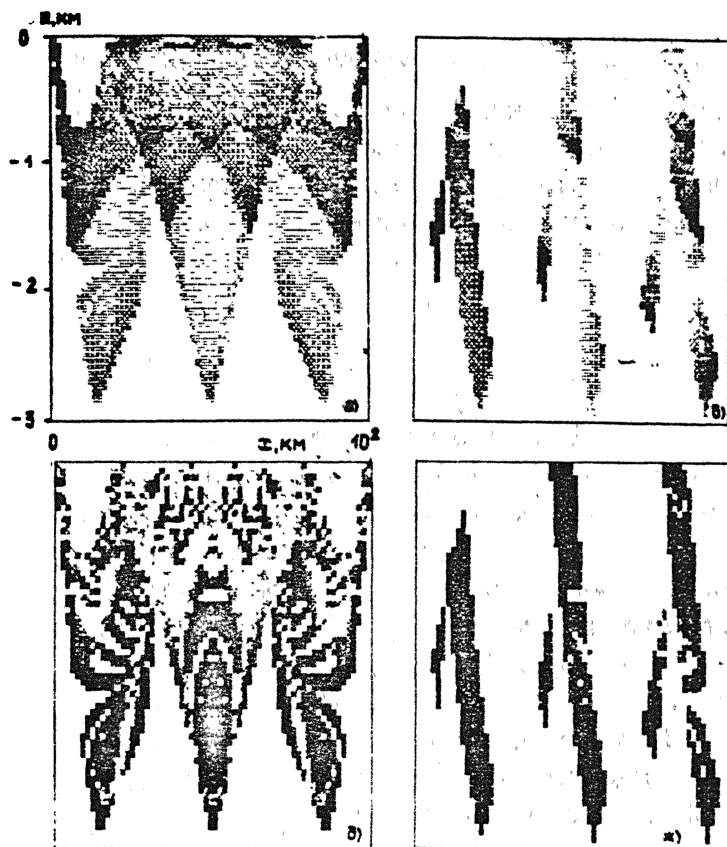
Величина этих вариаций при заданной функции поверхности $S(\vec{n})$ определяется, очевидно, в первую очередь такой характеристикой точки среды, как степень равномерности распределения направлений ортов \vec{n}_α в пространстве: чем более равномерно это распределение, тем меньше вариации интенсивности. Скалярной характеристикой степени равномерности распределения может служить величина

$$\delta = \left| \frac{\sum_{\alpha=1}^k \mathcal{F}_\alpha \vec{n}_\alpha}{\sum_{\alpha=1}^k \mathcal{F}_\alpha} \right|, \quad (5)$$

где множители \mathcal{F}_α учитывают неравноценность вклада различных лучей в суммарную интенсивность. Назовем эту величину "коэффициентом анизотропности" (КА) среды в точке \mathcal{P} . КА принимает свои значения в интервале $(0, 1)$. Он характеризует потенциальные возможности среды по созданию вариаций интенсивности в точке приема при изменении ориентации отражателя: чем ближе δ к единице, тем больше эти возможности, и, наоборот, если δ мало, то даже для сильно асимметричного тела изменение его ориентации не приведет к большим вариациям поля. Разумеется, и при $\delta = 1$ вариаций поля не будет, если характеристика поверхности $S(\vec{n})$ постоянна. Поэтому более полной характеристикой в данном отношении передающей системы среда - отражатель - среда является произведение $\delta \cdot \delta_s$, где δ_s - параметр, характеризующий степень изменчивости функции $S(\vec{n})$ ($\delta_s = 0$ при $S(\vec{n}) = \text{const}$).

Пространственное распределение коэффициентов связи

Для практических целей важно проанализировать пространственное распределение КЭС и КА для типичных плоскостойких волноводов, встречающихся в атмосфере и океане. В качестве такового рассмотрим билинейный канал (6). Как известно, поле вблизи оси канала формируется большим количеством лучей, приходящих под разными углами. Вдали от оси канала в каждой из точек число лучей существенно уменьшается. Это верно для энергонесущих лучей, испытывающих небольшое число отражений от стенок волновода. Учитывая то обстоятельство, что лучи, распространяющиеся под большими углами к оси канала, в реальных условиях быстро затухают, будем считать,



Вис. 2.

Пространственное распределение коэффициентов КС и КА

что одна из стенок волновода (дно) - идеально поглощающая, а другая (поверхность) является свободной либо идеально проводящей. Таким образом имеем простейшую модель геофизического волновода. На рис. 2 представлены результаты расчета пространственного распределения КЭС и КА для билинейного волновода с поперечным распределением скорости звука (c_1, z_1): 1, 50; 0, 0; 1, 47; -0, 2; 1, 55; -3, 0. Координаты (x, y, z) источника - $(0, 0, -0, 2)$, приемника - $(100, 0, -z)$ даны в относительных единицах. В случае симметричного относительно оси волновода расположения источника и приемника, когда $z = -0, 2$, структура КЭС по координатам (z, x) рис. 2а и (x, y) рис. 2в также симметрична. Часть точек пространства практически не обладает связью с точками источника. Это является следствием того, что либо из

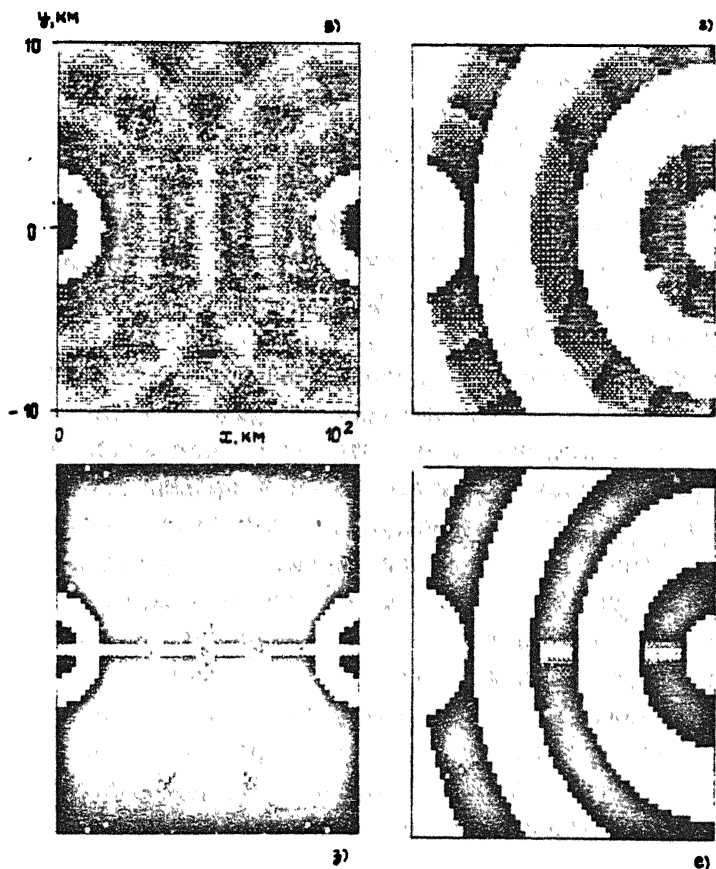


Рис. 2.

приемника, либо из источника в точки, принадлежащие таким областям (на рисунках они не заштрихованы), не приходит ни одного энергонёсущего луча. Вблизи оси формируются области с большой степенью связи (значением КЭС) для выбранных точек расположения источника и приемника (зачерненные области на рисунках). Это обуславливается большим количеством каналов связи лучей в каждой из точек, лежащих вблизи канала, что проявляется и в распределении КА, но в противоположном смысле - в областях, где поле формируется большим числом каналов связи, коэффициент анизотропии мал (рис. 2д, з). В определенном смысле структуры КЭС и КА как бы 'дополняют' друг друга, однако существуют и такие области, где оба коэффициента велики. Качественно иная структура распределения коэффициентов имеет место при расположении приемника и источника на разных расстояниях

от оси канала. В этом случае вся картина несимметрична как в плоскости (z, x) рис. 2б, ж, так и в плоскости (y, x) рис. 2г, е. Это связано с тем, что при возбуждении канала из точки, расположенной вдали от оси канала (в нашем случае приемник располагался при $z = 2,85$), формируется довольно узкая область с высокой интенсивностью поля (6). Распределение КЭС и КА формируется совместным распределением двух подобных структур, причем значимыми областями будут области пересечения этих структур. Это сужает области с высокими значениями КЭС и КА.

Характерно практически полное совпадение распределений КЭС и КА для расположения источника и приемника на разных удалениях от оси канала. Это можно объяснить тем, что все "связывающие" области формируются небольшим числом каналов связи и практически для каждой точки таких областей ориентация неоднородности будет существенной.

Остановимся теперь в краткой форме на описании подобных пространственных структур для волноводов других типов. К ним можно отнести изоскоростной волновод и волновод, ось которого располагается вдали от стенок волновода (канонический канал (6)). В изоскоростном канале поле формируется лучами, многократно отраженными от стенок волновода. При этом вертикальное распределение КЭС в плоскости, проходящей через источник и приемник, практически равномерно, причем наблюдается плавное ослабление к центру картины. В горизонтальной плоскости КЭС максимален вблизи источника и приемника, а также в области между ними. Кроме того, наблюдается плавный спад при удалении от этих областей. Горизонтальное распределение КА практически равномерно за исключением области вблизи линии, соединяющей источник и приемник, где КА мал, поскольку поле в этой области формируется большим числом равномерно распределенных по вертикальным углам лучей, в то время как по горизонтали поле формируется лишь небольшим числом лучей, характер рассеяния которых слабо зависит от ориентации неоднородностей. Распределение КЭС в каноническом канале определяется направленной совокупностью энергонесущих лучей, что делит среду на большую область, в пределах которой КЭС и КА равны нулю вследствие отсутствия там поля, и область, где КЭС и КА велики, причем их пространственные распределения практически повторяют друг друга (КА близко к единице, т.е. наблюдается большая чувствительность к анизотропии неоднородностей в точках, где КЭС не равно нулю).

Анализ пространственных распределений КЭС и КА для волноводов различной структуры показывает, что поле зрения системы видения либо область реконструкции при томографическом мониторинге являются неоднородными с точки зрения доступности наблюдения и реконструкции неоднородностей. В частности, существуют области, в которых неоднородности увидеть невозможно, поскольку либо поле подсветки в них слабо, либо приемная система таких областей "не видит". При попытке увидеть либо реконструировать неоднородности в этих областях необходимо значительно усиливать измеренный в присутствии шумов сигнал, т. е. задача становится некорректной. Известно (3), что такого рода задачи следует решать с использованием априорной информации, основывая на ней тот или иной метод регуляризации. По существу, распределения КЭС и КА учитывают свойства априорно построенной модели неоднородной среды и позволяют выделить участки поля зрения, в которых реконструкцию неоднородностей осуществлять нельзя. При этом следует иметь в виду, что пространственная структура КЭС и КА зависит также и от свойств приемных и излучающих систем, и, следовательно, можно пытаться решать задачи синтеза таких приемных и излучающих систем, которые удовлетворяют определенным критериям, например видения в заданной области поля зрения. Более широкие возможности практического использования исследуемые коэффициенты, по-видимому, могут иметь в случае, когда характеристики неоднородности, так же как и среды, априорно известны. Расчет КЭС и КА для таких неоднородностей позволяет путем предварительных расчетов сформулировать базис функций, необходимых для быстрого построения изображений. При этом процесс построения изображения может заключаться в последовательном сравнении измеренной реализации с функциями рассчитанного базиса (предполагается осуществление измерений в совокупности пространственно разнесенных точек неоднородной среды).

В заключение отметим, что в настоящей работе исследовались каналы связи точек неоднородной среды в геометрооптическом приближении. Вместе с тем, такой анализ можно осуществить и в рамках других приближений, например с учетом дифракционных эффектов. Это несомненно повысит точность прогноза эффективности видения и реконструкции неоднородностей, однако сущность рассмотренных закономерностей не меняется. Однако по мере увеличения длины волны

зондирующего поля рассеянное неоднородностью поле приближается к изотропному, что ослабляет диапазон вариаций коэффициента анизотропии. Кроме этого, пространственное распределение КЭС становится более равномерным, приближаясь в пределе, когда распространяется небольшое число мод плоскостойкого волновода, к структуре, характерной для свободного пространства. Важным также является отношение размеров локализованной неоднородности и характерных масштабов неоднородности среды. Ясно, что объектом наблюдения выбираются только неоднородности среды определенных масштабов либо характеристик. Остальные неоднородности, например значительно более крупноструктурные, не являются объектом видения либо реконструкции и должны быть учтены при построении изображений таким образом, чтобы их влияние было минимальным. В этих рассуждениях предполагалось, что время нестационарности крупномасштабных неоднородностей много больше времени нестационарности наблюдаемых неоднородностей. Это позволяет априорно построить модель неоднородной среды и путем расчета и использования, например КЭС и КА, осуществить регуляризацию процесса построения изображения. Указанный подход, по-видимому, неприменим, когда масштабы наблюдаемых неоднородностей сравнимы либо больше характерных масштабов изменчивости среды. В этом случае два типа неоднородностей по пространственным масштабам не различимы и могут разделяться только динамикой временной изменчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В. В., Куртепов В. М. Акустические волны в океане/ Под ред. Л. М. Брежневских, И. Б. Андреевой. - М.: Наука, 1987. С.15.
2. Горская Н. В., Зверев В. А., Николаев Г. Н. и др. //Тезисы докл. XI Всесоюзной конф. - М.: ВНИИФТРИ, 1991. С. 16.
3. Горюнов А. А., Сасковец А. В. Обратные задачи рассеяния в акустике. - М.: Гос. ун-т, 1989. - 150 с.
4. Нечаев А. Г., Хилько А. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. N 1. С. 65.
5. Каретникова И. Р., Нечаев А. Г., Хилько А. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 12. С. 1370.

6. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1982. - 262 с.
7. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. - М.: Наука, 1980. - 304 с.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
21 февраля 1992 г.

ENERGETIC CHARACTERISTICS OF CHANNELS OF COUPLING
BETWEEN POINTS OF THE INHOMOGENEOUS MEDIUM

A. Yu. Zorin, I. P. Smirnov, A. I. Khil'ko

Transferral characteristics of points of the inhomogeneous medium for given source and receiver are investigated. Two coefficients, called "energetic coupling" (EC) and "anisotropy coefficient" (AC), are defined with using the geometrical optics. These parameters describe the amount and the angle distribution of channels of the coupling between the source and the receiver area with transferring the energy over given point of the inhomogeneous medium. The spatial structure of EC and AC is considered for some typical natural waveguides. Possible applications EC and AC to developing and optimizing the vision systems in inhomogeneous media are analyzed.

Краткие сообщения и письма в редакцию

УДК 621.382.2.22

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ НА НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ КРЕМНИЕВЫХ ДБШ*

Дмитриев Н. Д., Якимов А. В.

Исследование проводилось в рамках работы по поиску структуры и технологии изготовления кремниевых диодов с барьером Шоттки (ДБШ), обладающих минимальным уровнем НЧ шумов.

В литературе неоднократно отмечалась связь между уровнем НЧ шума ДБШ и коэффициентом идеальности ВАХ n . Например, в работе [1] на основе обобщения опытных данных разных авторов получена эмпирическая зависимость спектральной плотности токовых шумов $S_i(F)$ от n : $S_i(F) \sim (n - 1)^3$.

В данной работе определяется связь коэффициента идеальности с НЧ шумом кремниевых ДБШ, выполненных по различным технологиям. Исследовались ДБШ на основе контакта эпитаксиальных пленок Si n - и p -типа с различными металлами (Ti, Mo и др.). При этом использовались разнообразные способы и режимы создания оксидной пленки, травления и металлизации.

Перед измерениями НЧ шумов отбирались ДБШ, для которых прямую ВАХ можно было аппроксимировать зависимостью

$$i = I_s \{ \exp[q(u - ir)/nkT] - 1 \}, \quad (1)$$

где I_s - ток насыщения, q - заряд электрона, k - постоянная

* Доложено на Всесоюзно-координационном совещании "Низкочастотные шумы в полупроводниковых приборах и устройствах" (поселок Черноголовка Московской области, июнь, 1991 г.).

Больцмана, T - температура, r - сопротивление базы диода.

Энергетические спектры $S_1(F)$ измерялись в диапазоне частот анализа 10 Гц - 20 кГц.

Применение модели работы [2] позволило выяснить, что при токах $i \leq 5$ мА НЧ шумы выбранных ДБШ определяются источниками шума, локализованными в области барьера. При токах $i \leq 1$ мА спектральные плотности шумов ДБШ хорошо аппроксимировались выражением:

$$S_1(F) \sim i^\beta / F^\alpha, \quad (2)$$

где α, β - константы ($1 \leq \alpha \leq 1.3$, $1.6 \leq \beta \leq 2$).

На рис. 1, 2 приведены типичные зависимости $S_1(i)$ и $S_1(F)$ для одного из диодов, подтверждающие (2).

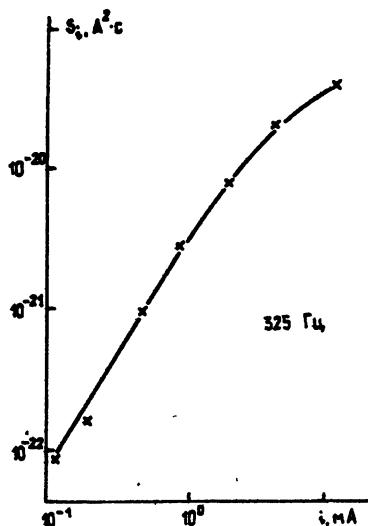


Рис. 1

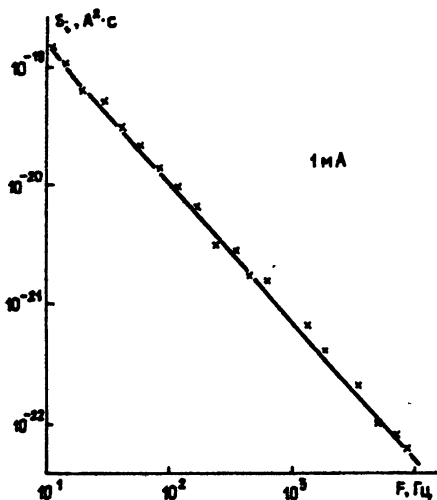


Рис. 2

На рис. 3 для различных ДБШ приведены уровни $S_1(F)$ при $i = 1$ мА, $F = 325$ Гц и значения коэффициентов идеальности n , так что каждому диоду соответствует одна точка на графике. Такое сопоставление объединяет диоды в группы, образующие зависимости, близкие к виду

$$S_1(F) \sim (n - 1)^\gamma. \quad (3)$$

В отличие от [1], где $\gamma = 3$, в наших опытах γ принимает различные положительные значения. Например, для группы I $\gamma = 3$, а

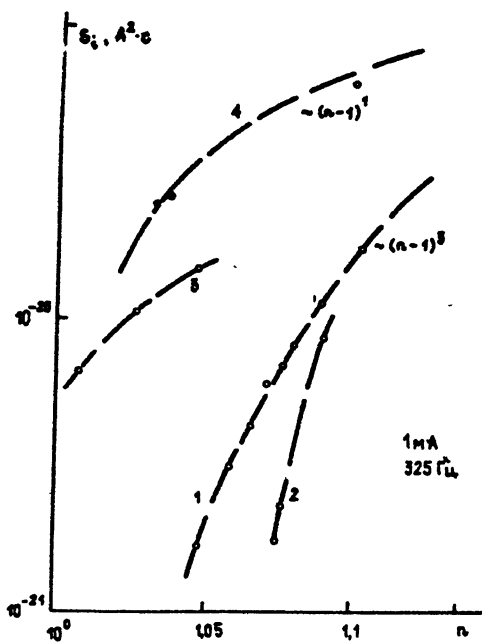


Рис. 3.

для группы 4 $\gamma = 1$. Каждую группу образуют ДБШ одинаковой структуры, изготовленные из одной пластины. Диоды групп 1 и 2 изготовлены из двух разных пластин, хотя имеют одинаковую структуру $Ti/p-Si$.

Группу 3 составляют ДБШ, при изготовлении которых использовались разные технологические режимы создания оксидной пленки и металлизации. Это привело к большим изменениям значений высот барьера (значения токов насыщения изменяются в диапазоне $10^{-9} - 10^{-6}$ А) и к разбросу значений n и $S_1(F)$, но не нарушило однозначного соответствия (3) в группе.

Самые низкие значения n ($n = 1.01-1.05$) удалось получить в диодах на основе барьера $Ti/n-Si$ (3 группа) за счет многослойной металлизации $Ti-Mo-Ni-Au$ и образования на периферии охранного кольца (контакта из более высокobarьерного перехода $Mo/n-Si$). Тем не менее, шумы этих диодов оказались больше, чем у диодов $Ti/p-Si$ групп 1 и 2, не имеющих охранных колец и обладающих большими значениями n .

Диоды с барьером $Mo/p-Si$ (группа 4), изготовленные из той же пластины, что и диоды группы 3 (заменен металл барьера Шоттки), демонстрируют большие уровни $S_1(F)$, чем ДБШ $Ti/p-Si$, при тех же значениях n .

Для наиболее подробно исследованных ДБШ группы 3 удалось обнаружить тенденцию возрастания значений параметров α и β при увеличении n (рис. 4).

Расчет, приведенный в [1], дает $\beta = 1$. В наших экспериментах $\beta = 1.6-2$, т.е., вероятно, действует другой механизм шумообразования.

Из обследованных структур наименее шумящими оказались диоды на основе $Ti/p-Si$. По уровню НЧ шумов они не хуже зарубежных [3].

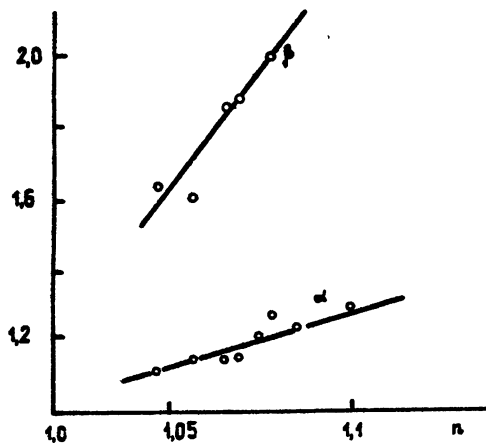


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kleinpenning T.G.M. // Solid-State Electronics. 1979. V.22. N 2-A. P. 121.
2. Малышев В. М., Усыченко В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. N. 5. С. 632.
3. Luo V.-Y., Bosman G., Van der Ziel A., Hench L. // IEEE Trans. 1988. V.ED-35. N 8. P.1351.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступила в редакцию
17 апреля 1992 г.

УДК 551.575:551.543:551.521.9

РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

А. В. Троицкий

Пограничный слой атмосферы, расположенный между подстилающей поверхностью и свободной атмосферой, в зависимости от различных факторов имеет высоту от 100 до 1000 м. Этот слой играет важную роль

во взаимодействии атмосферы с земной поверхностью, близость которой обуславливает исключительное разнообразие профилей температуры $T(h)$, скорости ветра $V(h)$ и других метеопараметров. Определенный прогресс в изучении погранслоя связан, в последнее время, с разработкой пассивных методов зондирования температуры $T(h)$ в максимуме полосы поглощения кислорода $\nu = 60$ ГГц [1]. Однако, в настоящее время, не существует пассивных методов определения профиля скорости ветра в погранслое, особенно для случая ясной атмосферы.

Предлагаемый дистанционный метод определения профиля скорости и направления ветра в погранслое основан на радиометрической индикации в линии кислорода $\nu = 60$ ГГц ветрового переноса турбулентных флуктуаций температуры при пространственно разнесенном приеме.

Собственное радиоизлучение атмосферы в центре полосы поглощения кислорода $\nu = 60$ ГГц формируется в скин-слое толщиной $N_\lambda \approx 300$ м и его интенсивность целиком определяется температурой этого слоя. Этот факт, наряду с высокой чувствительностью современной радиометрической аппаратуры, позволяет регистрировать флуктуации радиоизлучения погранслоя атмосферы, обусловленные турбулентными флуктуациями температуры в нем.

Исследования флуктуаций радиоизлучения атмосферы проводились в 1991-1992 гг. в Нижнем Новгороде, Санкт-Петербурге, Боулдере (США) с помощью модуляционного радиометра на $\nu = 60$ ГГц, разработанного в ИКИ РАН [2]. Чувствительность радиометра составила $\delta T_n = 0,03$ К при постоянной времени интегрирования 1 с. Прием радиоизлучения осуществлялся на скалярно-рупорную антенну с диаграммой направленности 6° и коэффициентом рассеяния вне главного лепестка $\beta \approx 2\%$, что обеспечивало несущественное влияние боковых и задних лепестков диаграммы на результаты измерений. Принимаемое радиоизлучение атмосферы сравнивалось с радиоизлучением "черного" тела, помещенного в радиопрозрачный термостат и расположенного в дальней зоне антенны. На рис. 1 приведены типичные записи флуктуаций радиоизлучения на $\nu = 60$ ГГц в направлении $\theta = 0^\circ$ для безоблачной атмосферы (кривая - 2), наличия облачности (кривая - 3) и "черного" тела (кривая - 1). Фурье-спектр флуктуаций радиоизлучения погранслоя для безоблачной ситуации представлен на рис. 2 - сплошная линия, пунктир - спектр шумов "черного" тела. Длина реализации составила величину ~ 15 мин с шагом дискретизации 1 с. Проводилось усреднение по 4 реализациям. Измерения радиоизлучения погранслоя показывают, что флуктуации яркостной температуры с характерными временами,

превышающими десятки секунд, имеют место всегда. Наблюдается максимум флуктуаций с периодом 3-4 мин, что при среднем ветре ~5 м/с дает характерный размер турбулентных флуктуаций температуры ~0,5 км.

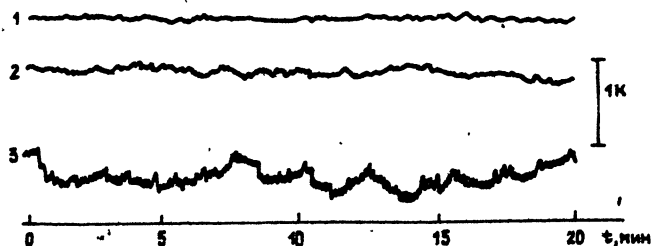


Рис. 1.

Этот максимум наблюдается во всех указанных географических районах и соответствует смешанным конвективно-динамическим модам движения воздуха [3]. Сила Архимеда в турбулентных образованиях, возникших в приземном слое, позволяет им подняться на высоты в погранслое и участвовать в ветровом переносе. Средняя амплитуда турбулентных флуктуаций радиоизлучения на $\nu = 60$ ГГц для ясной атмосферы при устойчивой стратификации $T(h)$ (градиент $dT/dh > -9,8$ град/км) составила величину ~ 0,2 К. Для облачной ситуации амплитуда флуктуаций увеличивается до ~ 0,8 К, а характерный их период превышает 10 мин.

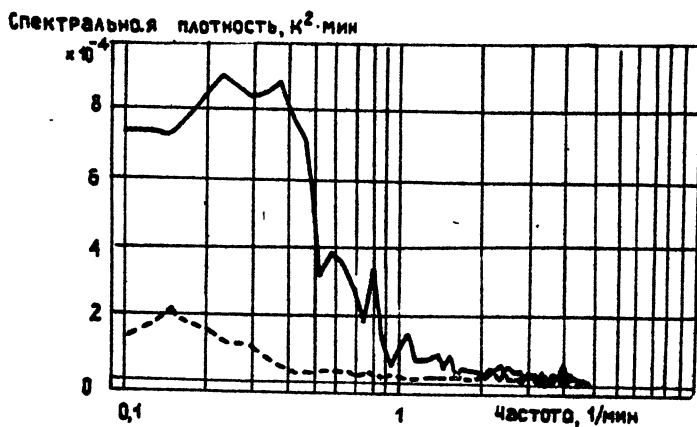


Рис. 2.

Регистрация флуктуаций радиоизлучения погранслоя в трех пространственно-разнесенных точках на различных зенитных углах наблюдения (т. е. при разной толщине скин-слоя) и их корреляционный анализ позволяет определять среднюю скорость и направление переноса температурной турбулентности на разных высотах. В предположении справедливости гипотезы замороженной турбулентности это определяет скорость и направление ветра на соответствующих высотах. При этом радиометры располагаются в углах прямоугольного треугольника (катет является базой). Тогда в декартовой системе координат вектор скорости ветра \vec{V} определяется как $|\vec{V}| = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$; $\text{tg}\varphi = V_x/V_y$, где оси "x" и "y" совпадают с направлением баз, угол φ отсчитывается от оси "x", а квадрант определяется знаками V_x и V_y . Выбор углов наблюдения (или скин-слоев) обусловлен вертикальным масштабом турбулентности. Величина скин-слоя H_λ при ветровом зондировании на разных углах должна быть приблизительно равной или кратной вертикальному масштабу турбулентности L , т. е. ветровое зондирование осуществляется с естественным шагом дискретизации, равным масштабу турбулентности по вертикали. Аналитически это требование можно записать в виде $H_\lambda = \cos\theta/\gamma_0 = nL$ или $\cos\theta = nL\gamma_0$, где $\gamma_0 \approx 3,2 \text{ км}^{-1}$ - приземное значение коэффициента поглощения, $n \leq 3$. Согласно [3] в интервале высот $h = 0-300$ м вертикальный масштаб турбулентности, на котором корреляция уменьшается до нуля, составляет величину $L \sim 100-150$ м и увеличивается с ростом высоты. Таким образом оптимальная толщина скин-слоя H_λ при измерениях должна быть $H_\lambda \approx 150$ м и $H_\lambda \approx 300$ м, что соответствует углам наблюдения $\theta = 60^\circ$ и 0 . При такой схеме измерений в скин-слое уместается соответственно один или два вертикальных масштаба турбулентности $n = 1, 2$, что позволяет определить величину скорости ветра в слоях $0-150$ м и $150-300$ м, проведя корреляционный анализ сигнала 3-х пространственно-разнесенных радиометров.

Радиометрические измерения скорости ветра проводились с помощью 2-х пространственно-разнесенных приемников на $\nu = 60$ ГГц с базой $l = 60$ м, ориентированной в направлении ветра. В этом случае не требуется проведения измерений в трех точках, т. е. на двух перпендикулярных базах, а идея эксперимента и его методика сохраняется полностью. Регистрация флуктуаций радиоизлучения погранслоя проводилась на углах $\theta = 0$ и $\theta = 60^\circ$ с продолжительностью серии наблюдения на каждом угле 10 мин и регистрацией сигнала на миникомпьютере. При приеме излучения на $\theta =$

$= 60^\circ$ обе антенны ориентировались в одном азимутальном направлении. Затем оба сигнала подвергались корреляционной обработке. На рис. 3 приведена функция корреляции флуктуаций радиояростной температуры двух пространственно-разнесенных радиометров. Кривая 1 соответствует зенитному углу наблюдения $\theta = 0$ ($H_\lambda \approx 300$ м), кривая 2 - $\theta = 60^\circ$ ($H_\lambda \approx 150$ м). Отчетливо фиксируются два максимума корреляционной функции при $t_1 \approx 16$ с и $t_2 \approx 5$ с. Величина смещения максимумов

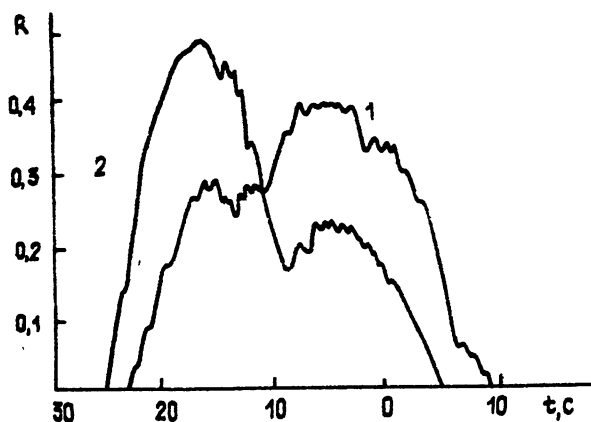


Рис. 3.

корреляционной функции равна времени прохождения температурных флуктуаций от одного приемника к другому на соответствующих высотах. При измерениях на $\theta = 0$ информация о переносе температурной турбулентности идет как из слоя 0-150 м (первый масштаб турбулентности), так и из слоя 150-300 м (второй масштаб турбулентности). Однако осуществить высотную идентификацию максимумов корреляционной функции на основе только этого измерения мы не можем. При измерениях же на $\theta = 60^\circ$ основная информация идет из слоя 0-150 м, что приводит к увеличению соответствующего максимума корреляционной функции на $t_1 \approx 16$ с и уменьшению максимума на $t_2 \approx 5$ с. Это позволяет устранить неоднозначность по высоте результатов корреляционного анализа. Для нашего случая имеем среднюю скорость ветра в слое 0-150 м $V_1 = 1/t_1 \approx 3,7$ м/с, а в слое 150-300 м $V_2 = 1/t_2 \approx 12$ м/с в то время, как радиозондовые значения на высотах 100 и 200 м составили соответственно 3 и 10 м/с. При этом отклонении ветра от линии базы на этих высотах не превышало 5° . Значительно реже наблюдается картина с одним или тремя максимумами

корреляционной функции, что соответствует однослойной или трехслойной стратификации ветра, высотная привязка которой также определяется из измерений на разных углах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гайкович К. П., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. № 2. С. 130.
2. Пройдаков В. И., Троицкий А. В. // Тезисы докл. 2-й конференции "Применение дистанционных радиофизических методов в исследованиях природной среды". - Муром: 1992. С. 104.
3. Бызова Н. Л., Иванов В. Н., Гаргер Е. К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1989. С. 262.

Научно-исследовательский
Радиофизический институт

Поступила в редакцию
14 сентября 1992 г.