



ТЕПЛОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

ГОРЬКИЙ • 1979

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ТЕПЛОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ
ЯВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Сборник
научных трудов

Горький 1979

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 533.925

Сборник объединяет обзоры, посвящённые экспериментальному и теоретическому исследованию нелинейных явлений, возникающих в плазме при воздействии на неё электромагнитным излучением. Это новый раздел в области нелинейных явлений в плазме, который в последнее время приобрёл большую актуальность в связи с экспериментами по воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением.

Первый из двух разделов, составляющих содержание сборника, включает результаты исследований теплового расщепления F-слоя ионосферы. Второй раздел посвящён исследованию тепловых нелинейных явлений в лабораторных условиях.

Материалы сборника могут представить интерес для широкого круга специалистов, занимающихся нелинейными явлениями в лабораторной и космической плазме, а также вопросами ионосферного распространения радиоволн.

Ответственный редактор
В.Ю. ТРАХТЕНГЕРЦ

ОТ РЕДАКТОРА

Цель настоящего сборника – попытаться осветить современное состояние проблемы теплового воздействия мощного электромагнитного излучения на плазму. Важным стимулом к развитию работ этой тематики явились эксперименты по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферу. Впервые такие эксперименты были осуществлены в США (Боулдер, 1970г.; Аресибо, 1970г.) и СССР (НИИРадио, 1967г.; Горький, 1973г.). В результате этих экспериментов обнаружен целый ряд новых эффектов, среди которых особое место занимает интенсивное мелкомасштабное расслоение ионосферной плазмы на сильно вытянутые вдоль магнитного поля нити с поперечным масштабом $10\text{см} < l_{\perp} < 10^5\text{см}$. С этим расслоением тесно связаны наблюдавшиеся эффекты почти полного бесстолкновительного поглощения волны накачки ионосферной плазмой. Дальнейшие эксперименты показали, что мелкомасштабное расслоение может служить хорошим объемным "зеркалом" для радиосвязи в КВ и УКВ диапазонах волн.

Результаты экспериментов нашли отражение в целом ряде обзоров и оригинальных статей (специальные выпуски

Radio Science, 1974, 9, N 11; Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №9, 1977, 20, №12). За последние пять лет накоплен новый экспериментальный материал по тепловым нелинейным явлениям в ионосферной плазме и существенное развитие получила теория этих явлений. В настоящее время можно говорить о хорошем качественном понимании процессов, происходящих в ионосфере, при воздействии на нее мощного электромагнитного излучения. Мелкомасштабное расслоение удастся объяснить на основе тепловых самофокусирующей и параметрической неустойчивостей, аналогичных хорошо известным неустойчивостям, возникающим в плазме из-за стрикционных эффектов. Своеобразие тепловых неустойчивостей в ионосферных условиях состоит в большой роли регулярной неоднородности среды и нелокальных эффектов взаимодействия электромагнитных и плазменных волн с возникающими низкочастотными возмущениями плазмы.

Еще одна важная особенность связана с уширением частотных резонансов при тепловом взаимодействии высокочастотного поля с плазмой. В результате нелинейные члены, связанные с накоплением вторичных плазменных волн, не стабилизируют неустойчивость (как, например, в случае индуцированного рассеяния), а, наоборот, усиливают её, приводя к взрывному характеру развития неустойчивости и появлению различных гистерезисных явлений.

Эти особенности развития тепловых неустойчивостей в ионосферной плазме отражены в работах первого раздела

сборника. Следует отметить, что указанное своеобразие тепловых нелинейных процессов существенно затрудняет их математическое описание. В частности, теория "сильной" тепловой турбулентности, когда неоднородная мелкомасштабная структура плазмы начинает существенно влиять на характеристики распространения высокочастотных волн, в настоящее время ещё не построена.

Второй раздел сборника включает работы по тепловым нелинейным эффектам в условиях лабораторной плазмы. Здесь довольно полно представлены экспериментальные и теоретические исследования теплового самовоздействия пучков электромагнитных волн в изотропной плазме (эффектов самофокусировки, самодефокусировки, нелинейного просветления плазмы и т.д.).

Эти исследования были начаты ещё в середине 60-х годов и в известной мере стимулировали постановку описанных выше ионосферных экспериментов. К настоящему времени большинство ключевых вопросов теории самофокусировки волновых пучков исследованы с достаточной полнотой. В сборнике, наряду с кратким обзором общих вопросов теории, значительное внимание уделено рассмотрению уже упоминавшихся особенностей, связанных с тепловым механизмом нелинейности. Результаты теории дополнены обзором лабораторных экспериментов, посвященных изучению теплового самовоздействия пучков электромагнитных волн различных диапазонов (от СВЧ до оптического) в плазме.

Вторая работа этого раздела посвящена исследованию когерентных солитонных структур, возникающих при развитии тепловой параметрической неустойчивости в достаточно сильном высокочастотном поле. Численное и аналитическое исследование простейших моделей квазистационарных состояний с такими динамическими структурами показывает, что тепловое расслоение плазмы приводит к существенному изменению не только характеристик диссипации излучения, но и действительной части диэлектрической проницаемости плазмы, а следовательно, к возникновению новых нелинейных эффектов самофокусировочного типа.

Надо сказать, что пока ионосферные и лабораторные исследования имеют мало непосредственных точек соприкосновения. Тем не менее можно надеяться, что наш сборник будет способствовать взаимной заинтересованности и обмену идеями между специалистами в этой области исследований, а широкому кругу читателей поможет более четко представить общее состояние проблемы.

В.Ю.Трахтенгерц

ТЕПЛОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В F-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л.М.Ерухимов, С.А.Метелёв, Э.Е.Митякова, Е.Н.Мясников,
А.В.Рахлин, В.П.Урядов, В.Л.Фролов

Искусственная ионосферная турбулентность (ИИТ), возбуждаемая в ионосфере мощным коротковолновым радиоизлучением, была обнаружена в первых же экспериментах по воздействию радиоволн на плазму верхней ионосферы [1-10]. С тех пор в СССР и США проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования физических характеристик ИИТ и её влияния на распространение радиоволн различных диапазонов. В настоящей работе дан обзор экспериментальных методов и результатов изучения ИИТ, а также сделана попытка очертить круг вопросов, требующих дальнейшего объяснения.

1. Методы исследования ИИТ

Исследованиям ИИТ предшествовало многолетнее изучение естественных неоднородностей ионосферной плазмы и их влияния на распространение радиоволн. Это обстоятельство в основном и предопределило тот арсенал радиофизических методов, которые в настоящее время применяются для диагностики ИИТ. Прежде всего к ним относятся методы, основанные на ракурсном рассеянии радиоволн неоднородностями малого масштаба (размеры l_{\perp} неоднородностей в плоскости,

ортогональной силовым линиям геомагнитного поля \vec{H}_0 , меньше $50 + 100$ м [11] и на эффектах мерцания (обусловленных неоднородностями более крупного - $0,1 < l_{\perp} < 3$ км-масштаба) радиоизлучения дискретных космических источников и сигналов бортовых передатчиков ИСЗ [12].

Получили распространение и сравнительно новые, ранее широко не использовавшиеся в практике ионосферных измерений методы, основанные на эффекте трансформации волн в другие моды [13 - 16], а также методы, связанные с изучением плазменных линий с помощью некогерентного рассеяния [5, 7] и с исследованием оптического излучения атмосферы [7, 18].

Ракурсное рассеяние радиоволн, Явление ракурсного рассеяния радиосигналов (РРР), использованное для ионосферных измерений Г.Букером ещё в начале пятидесятых годов, состоит в следующем.

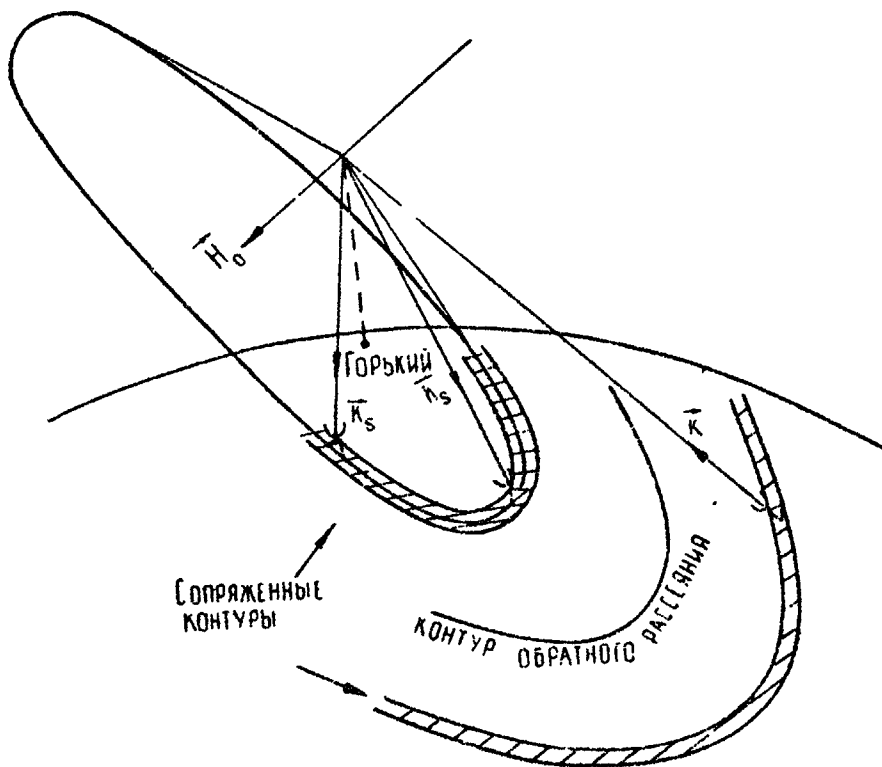
Если на область, содержащую неоднородности диэлектрической проницаемости ϵ , бесконечно вытянутые вдоль определенного направления (в случае ионосферной плазмы - вдоль геомагнитного поля \vec{H}_0), падает радиоволна, то энергия волн, рассеянных неоднородностями ϵ , сосредоточена на поверхности так называемого ракурсного конуса (рис.1). Ракурсный конус находится из условия равенства между собой проекций волновых векторов падающей (\vec{k}_0) и рассеянных (\vec{k}_s) волн на направление \vec{H}_0 . Если неоднородности имеют большие, но конечные размеры l_{\parallel} (вдоль \vec{H}_0), то волновые векторы рассеянных волн распределены в некоторой окрестности поверхности ракурсного конуса. В приближении однократного рассеяния радиоволн на неоднородностях гауссовой формы*) плотность потока энергии рассеянных волн убывает в $e\alpha\rho$ (-1) раз при угловом удалении \vec{k}_s от

*) В этом случае нормированная функция корреляции флуктуаций концентрации плазмы $\gamma_N(\rho) = \gamma_N(\rho_{\perp}) \exp(-\rho_{\parallel}^2/l_{\parallel}^2)$,

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} - соответственно разностные координаты вдоль \vec{H}_0 и в ортогональном направлении.

поверхности конуса на величину

$$\Delta \alpha \approx \frac{\lambda}{\pi l_{\parallel} \sin \alpha}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{|\vec{k}_0|}, \quad \alpha = \hat{k}_0 \cdot \vec{H}_0. \quad (1)$$



Р и с.1. Геометрия ракурсного рассеяния

Пересечение поверхности конуса, содержащего векторы \vec{k}_s , с поверхностью Земли определяют ракурсные зоны (РЗ), в которых могут быть приняты рассеянные радиосигналы. В свою очередь, для каждой точки приема существует целая зона возможного размещения излучающих передатчиков. В результате образуются такие сопряженные системы ракурсных контуров (РК), что радиосигнал, посланный из любой точки зоны РЗ₁, может быть принят в любой точке сопряженной ей зоны РЗ₂ (см.рис.1). В этой системе РЗ

Существует один самосопряженный РК - контур обратного рассеяния, когда $\vec{k}_0 \perp \vec{H}_0$, соответствующий пересечению с поверхностью Земли вырожденного в диск ракурсно - го конуса. Поперечные размеры РЗ определяются либо размерами рассеивающей области в случае, когда $\Delta\chi < \theta_{\text{в0}}$ ($\theta_{\text{в0}}$ - угловые размеры возмущенной области, эффективно рассеивающей в данном направлении радиоклучение), либо величиной $\Delta\chi$, если $\Delta\chi > \theta_{\text{в0}}$. Очевидно, что влияние рефракции радиоволн в ионосфере, которое особенно существенно на частотах $f \lesssim 20 + 30$ МГц, приводит к смещению РК и искажению формы РЗ, что необходимо учитывать при постановке экспериментов *).

Средняя интенсивность $\langle I_s \rangle$ рассеянного сигнала в точке, расположенной на расстоянии R от рассеивающего объема V , в приближении однократного рассеяния (борновское приближение) может быть представлена в виде (см., например, [19])

$$\langle I_s \rangle = \frac{\pi k_0^4}{2} \int_V \frac{I_0 \Phi_\epsilon[\vec{x}, (V')] \sin \chi}{R^2} dV', \quad (2)$$

где I_0 - интенсивность падающей на рассеивающий слой волны; $\Phi_\epsilon (\vec{x} \equiv \vec{k}_0 - \vec{k}_s)$ - спектральная плотность флуктуаций ϵ для волнового числа \vec{x} , модуль которого $|\vec{x}| = 2k_0 \sin(\theta_s/2)$, $k_0 = 2\pi f/c$ (c - скорость света), $\theta_s \equiv \vec{k}_0 \wedge \vec{k}_s$ - угол рассеяния; χ - угол между \vec{k}_0 и вектором напряженности поля \vec{E} падающей волны. В случае рассеяния высокочастотных волн в плазме, когда рабочая частота f много больше плазменной частоты f_L ,

$$\Phi_\epsilon(\vec{x}) \approx \frac{f_L^4}{f^4} \Phi_N(\vec{x}),$$

где $\Phi_N(\vec{x})$ - спектральная плотность флуктуаций концентрации плазмы.

*) В КВ диапазоне ширина пучка радиоволн θ_n на уровне области рассеяния может оказать определяющее влияние на формирование поперечных размеров РЗ, если $\theta_n > \Delta\chi$; $\theta_{\text{в0}}$. Последнее, как правило, соответствует реальным в практике распространения радиоволн условиям.

Используя соотношение между корреляционной функцией флуктуаций концентрации плазмы $\Gamma_N(\vec{p})$ и спектральной плотностью $\Phi_N(\vec{x})$, выражение (2) можно представить в виде

$$\langle I_s \rangle \frac{\kappa_0 I_0}{(4\pi)^2} \frac{\sin \chi}{R_2^2} \frac{f_0^4}{f^4} \iint_{-\infty}^{+\infty} d^3 \vec{\tau} d^3 \rho M\left(\vec{\tau} - \frac{\vec{\rho}}{2}\right) M\left(\vec{\tau} + \frac{\vec{\rho}}{2}\right) e^{-i\vec{x}\vec{\rho}} \Gamma_N(\rho), \quad (3)$$

где $M(\vec{\tau})$ - функция, характеризующая распределение флуктуаций N по рассеивающему объему. В выражении (3) учтено, что расстояния R_1 и R_2 от передатчика и приемника радиосигналов до рассеивающей области много больше ее характерных размеров L .

Примером для простоты дальнейшего изложения, что

$$M(\vec{\tau}) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2L_x^2} - \frac{z^2}{2L_z^2}\right),$$

где L_x - характерный размер рассеивающей области по высоте, и будем считать, что $L \gg \rho_1$ (ρ_1 - характерные размеры рассеивающих неоднородностей в плоскости $\mathcal{I}\mathcal{C}$). При этом будем полагать, что направление вытянутости неоднородностей мало отличается от вертикального ** , и рассматривать случай, когда рассеяние близко к обратному ($\theta_s \approx \pi$). Тогда для корреляционной функции

$$\Gamma_N(\vec{p}) = \left\langle \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\rangle \gamma(\rho_1) \exp(-\rho_z^2 / \ell_z^2) \quad (4)$$

$$\left(\rho_1 = \rho_1(x, y), \quad \ell_z \approx \ell_N, \quad \left\langle \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 \right\rangle \equiv \Gamma(0) \right)$$

интеграл в выражении (3) примет вид

$$\begin{aligned} & \iint_{-\infty}^{+\infty} M\left(\vec{\tau} - \frac{\vec{\rho}}{2}\right) M\left(\vec{\tau} + \frac{\vec{\rho}}{2}\right) \exp(i\vec{x}\vec{\rho}) \Gamma_N(\vec{p}) d^3 \tau d^3 \rho = \frac{4\pi^{3/2} L_x^2 \ell_z}{(1 + \ell_z^2 / 4L_x^2)^{3/2}} \times \\ & \times \Phi_N(\vec{x}_1) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-z^2 / L_z^2) \exp\left[-\rho_z^2(z) \ell_z^2 / 4(1 + \ell_z^2 / 4L_x^2)\right] dz, \quad (5) \end{aligned}$$

где $\Phi_N(\vec{x}_1)$ - спектральная плотность флуктуаций N , соответствующая корреляционной функции $\gamma(\vec{p}_1)$

** Можно считать, что это условие в ионосферной плазме выполняется достаточно хорошо в умеренных широтах.

В выражении (5) перейдем от интегрирования по z к интегрированию по углу $\psi = z/R_2$ и учтем, что при сделанных выше приближениях $\psi - \bar{\psi} \approx \frac{x_{\parallel}}{R_2} \approx \frac{x_{\parallel}}{R_0}$ ($\bar{\psi}$ - угол возвышения центра рассеивающей области). Тогда при условии

$$\frac{4R_2^2 (1 + \ell_z^2/4L_z^2)}{K_0^2 \ell_z^2 L_z^2} \approx \frac{R^2 \lambda^2}{\pi^2 \ell^2 L_z^2} \approx \frac{\Delta x}{\theta_{\text{во, } z}} \ll 1 \quad (6)$$

из (5) следует, что интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна

$$\int \exp\left[-\frac{x_{\parallel}^2 \ell_{\parallel}^2}{4(1 + \ell_{\parallel}^2/4L_z^2)}\right] dx_{\parallel}.$$

Нетрудно убедиться, что и для более общего вида $\Phi_N(x_{\perp}, x_{\parallel})$ при выполнении условия (6) $\langle I_s \rangle$ определяется интегралом от спектральной плотности $\Phi_N(x_{\perp}, x_{\parallel})$ по продольному волновому числу x_{\parallel} . Это обстоятельство (см. разд. 3) играет важную роль при исследовании процессов релаксации искусственных ионосферных неоднородностей*). При выполнении неравенства, обратного условию (6),

$$\langle I_s \rangle \propto \Phi_N(x_{\perp}, x_{\parallel}).$$

Подставляя проинтегрированные выражения (5) в (3) и учитывая тот факт, что I_0 пропорциональна излучаемой эффективной мощности сигнала $P_0 = PG$ (P - мощность, подводимая к антенне; G - коэффициент усиления антенны), а мощность принимаемого сигнала P_s пропорциональна I_s и эффективной площади приемной антенны $A_{\text{эфф}}$, получаем

$$P_s = PG \sigma A_{\text{эфф}} / 16\pi^2 R_1^2 R_2^2,$$

*) В случае выполнения условия, обратного (6), I_s пропорциональна $\Phi_E(\vec{x})$, как это и широко принято полагать. Нетрудно убедиться, что в условиях экспериментов по нагреву ионосферы, когда $\lambda \geq 20$ м, $L_z \geq 15$ км, $R \geq 1000$ км, неравенство (6) хорошо выполняется. Очевидно, что если бы, кроме того, угол рассеяния в плоскости x, y был меньше угловых размеров L_{xy} , то $\langle I_s \rangle$ определялась бы интегралом от $\Phi_N(x_{\perp}, x_{\parallel})$ по поперечным волновым числам.

σ носит название эффективного поперечника рассеяния радиоволн.

Записывая по аналогии с (3) выражение для корреляционной функции амплитуд сигналов $\langle A(\tau_1) \cdot A(\tau_2) \rangle$ для разнесённых точек приёма τ_1 и τ_2 , нетрудно получить (см. также [19]), что в случае широких диаграмм направленности прямо-передающих антенн характерный пространственный радиус корреляции амплитуд (при разнесении приёмных антенн вдоль трассы распространения рассеянного сигнала) по порядку величины равен

$$\rho_{11} \approx \lambda / \pi \theta_{\text{BO}}^2. \quad (8)$$

Радиус пространственной корреляции при поперечном (по отношению к трассе) разнесении антенн определяется либо углом $\Delta \chi$ (продольными размерами неоднородностей)

$$\rho_{11} = \lambda / \pi \Delta \chi \quad \text{при} \quad \Delta \chi \ll \theta_{\text{BO}}, \quad (9)$$

либо угловыми размерами рассеивающей области

$$\rho_{11} \approx \lambda / \pi \theta_{\text{BO}} \quad \text{при} \quad \theta_{\text{BO}} \ll \Delta \chi. \quad (10)$$

Можно также показать, что выражение для частотной корреляции амплитуд $\gamma_{\omega} = \frac{\langle A(f_1) A(f_2) \rangle}{\sqrt{\langle A^2(f) \rangle \langle A^2(f) \rangle}}$ в случае обратного РРР имеет вид

$$\gamma_{\omega} \approx \exp(-2\Omega^2 L_{\text{эфф}}^2 / c^2) / \sqrt{1 + 16\Omega^2 L_{\text{эфф}}^4 / c^2 R^2},$$

$$\Omega = 2\pi \Delta f,$$

(11)

где $L_{\text{эфф}}$ - эффективный масштаб возмущенной области (ВО) вдоль R , т.е. характерный радиус частотной корреляции $\rho \Delta f$ при РРР

$$\rho \Delta f \approx c / 2\sqrt{2} \pi L_{\text{эфф}}. \quad (12)$$

При этом характерная форма импульсного сигнала, расплывшегося из-за рассеяния, имеет вид

$$\langle A(t) \rangle \propto \exp \left[- \frac{(t - 2L^2/cR - 2R/c)^2 c^2}{8L^2_{\text{эфф}}} \right] \quad (13)$$

Параметры ρ_{11} , ρ_{12} , ρ_{22} определяют величину доплеровского уширения спектра сигнала (Δf_{Δ}) и, следовательно, характерную частоту флуктуаций сигнала

$$\Delta f_{\Delta} \approx v_g / \rho_v \approx v_H f \theta_{\text{эфф}} / c, \quad (14)$$

где v_g , v_H и ρ_v — соответственно скорость перемещения дифракционной картины на поверхности Земли, скорость дрейфа неоднородностей и характерный радиус пространственной корреляции флуктуаций амплитуды вдоль \vec{v}_g .

Регулярный сдвиг частоты сигнала (f_{Δ}), связанный со скоростью дрейфа неоднородностей v_H , равен

$$f_{\Delta} = \frac{v_H}{c} f |\cos \theta_1 - \cos \theta_2|, \quad (15)$$

где $\theta_1 = (\vec{k}_0, \vec{v}_H)$, $\theta_2 = (\vec{k}_s, \vec{v}_H)$

Здесь интересно заметить, что в силу ракурсных условий при $\vec{v}_H \parallel \vec{H}_0$ величина $f_{\Delta} = 0$

(соотношения (8) — (15) могут быть использованы для определения характерных размеров области с ИИТ, оценки продольных масштабов ρ_H и величин регулярных и флуктуационных скоростей рассеивающих неоднородностей. Величина $\Phi_H(x_j)$ определяется из соотношения (7).

Одним из способов изучения некоторых характеристик ВО является измерение частотной зависимости мощности $\rho_s(f)$ рассеянного сигнала. Определенный интерес представляют, с точки зрения изучения пространственной структуры области, эксперименты с применением углонаправленных (в вертикальной плоскости) приемных антенн. Подобные эксперименты были проведены в 1979 г., когда для изучения ИИТ над Горьким в качестве приемной антенны использовался радиотелескоп УТР-2 Харьковского ИРЭ.

В диапазоне частот до $70 + 100$ МГц поперечники рассеяния радиоволн σ составляют $10^5 + 10^8$ м². Это позволяет, при использовании приемных и передающих антенн с КНД $\approx 50 + 150$, без особых усложнений аппаратуры осуществлять диагностику МИИТ с помощью весьма простых радиопередающих и приемных устройств.

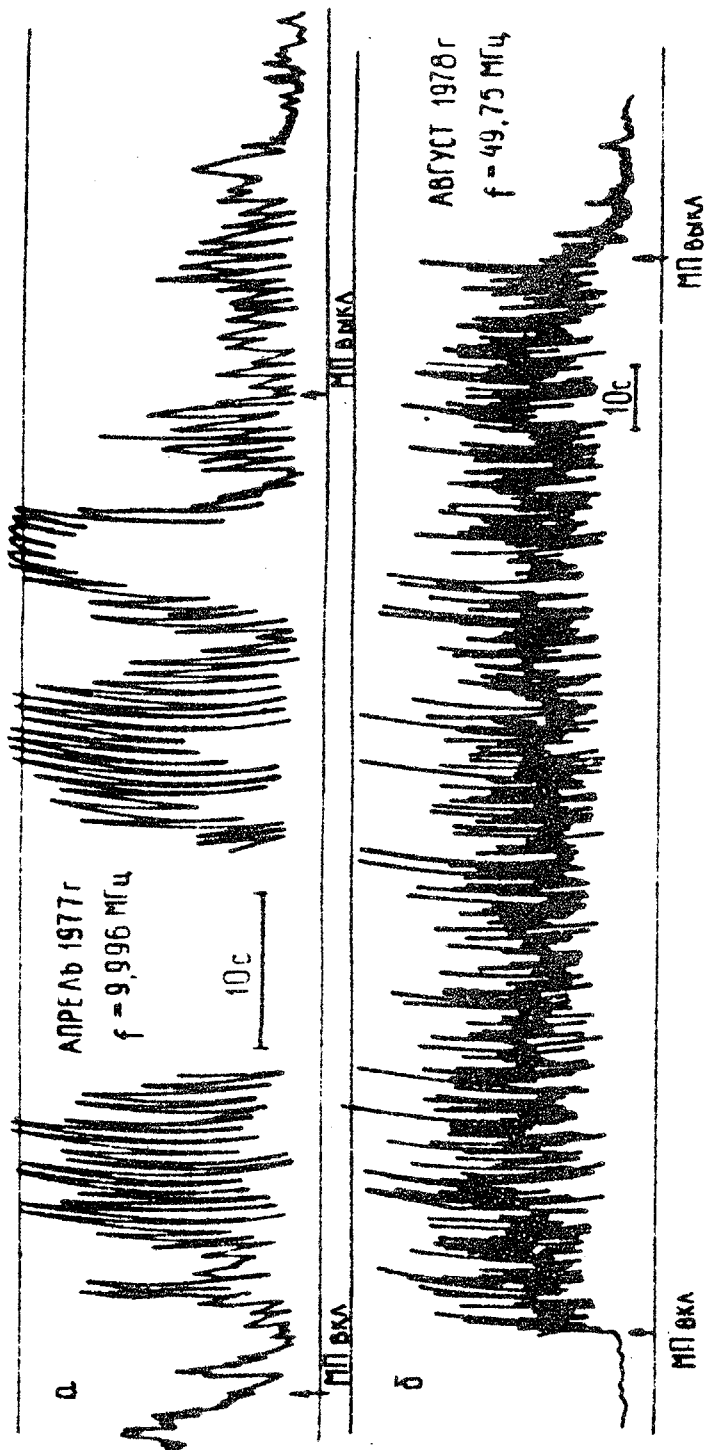
Пример записи ракурсно рассеянных сигналов радиовещательной КВ станции приведен на рис. 2, а. Характерное изменение флуктуаций сигналов (квазисинусоидальные биения), коррелированное по времени с циклами нагрева ионосферы, объясняется интерференцией в точке приема двух сигналов — прямого, распространяющегося обычным скачковым механизмом, и ракурсно рассеянного движущимися мелкомасштабными неоднородностями ВО (частота биений — f_g).

На рис. 2, б приведен пример записи УКВ сигнала ($f \sim 49,75$ МГц), ракурсно рассеянного возмущенной областью. Частота флуктуаций радиосигналов здесь определяется размерами области, занятой рассеивающими неоднородностями [см. (14)]. Видно, что при включении и выключении волны накачки (ВН) происходит изменение частоты флуктуаций, что интерпретируется нами как изменение размеров области с ИИТ в периоды начала генерации и релаксации мелкомасштабных неоднородностей.

Иллюстрации огромных возможностей исследования области с ИИТ методами КВ и УКВ радиолокации можно найти в работах [3 — 5].

Метод пробных волн,*) В основе этого метода лежит вертикальное (наглозное) радиозондирование и просвечивание области с искусственными неоднородностями КВ радиоизлучением — пробными волнами (ПВ). При этом изучается ослабление ПВ за счет их рассеяния по углам или трансформации в другие ветви колебаний. Трансформация ПВ дециметрового диапазона в плазменные волны (исобыкновен-

*) Под пробными волнами здесь понимается радиоизлучение относительно малой средней мощности, не вызывающее дополнительного возмущения ионосферной плазмы, но по вариациям параметров которого можно судить о процессах, происходящих в плазме под действием мощного радиоизлучения.



Р и с. 2. Пример записи ракурсных сигналов в КВ и УКВ диапазонах частот

ную Z -моду [20]), вызванная достаточно низкочастотными колебаниями плазмы, имеет место в случае, когда частота радиоволны равна частоте плазменной Z -моды, а волновой вектор неоднородностей близок по величине и направлению к волновому вектору этой моды ($K_z > K_0$). Если ИИТ сильно вытянута вдоль \vec{H} , взаимодействие плазменной и электромагнитной волн осуществляется в области квазипродольного распространения последней, т.е. при $\sin^2 \alpha$:

$$\cos \alpha < f_H / f \quad (f_H - \text{гирочастота электронов}),$$

и ограничено интервалом высот, для которых выполнимо условие плазменного резонанса $1 - f_L^2/f^2 - f_H^2/f^2 + f_L^2 f_H^2 \cos^2 \alpha_z / f^4 = 0$

(α_z - угол между волновым вектором Z -моды и \vec{H}_0 , α_z близко к $\pi/2$) и условие $f_L \lesssim f$. При этом на каждом уровне данного высотного интервала за трансформацию ответственны неоднородности с определенным \mathcal{E}_1 , так что в целом ослабление радиоволн в результате их трансформации в плазменную Z -моду определяется интегралом

$$\int_{\mathcal{E}_{\text{min}}}^{\mathcal{E}_{\text{max}}} \Phi_N(\vec{\mathcal{E}}_1) d\mathcal{E}_1, \quad \text{где } \mathcal{E}_{\text{min}} \gtrsim K_0 \quad [15].$$

Разные масштабы, однако, вносят различный вклад в трансформацию. Поэтому, изучая временные характеристики эффекта трансформации при развитии и релаксации ИИТ и учитывая различие во временах релаксации и развития для неоднородностей разных масштабов, можно из данных о трансформации радиоволн определить $\Phi_N(\vec{\mathcal{E}}_1)$ [16]. Изучение эффекта трансформации радиоволн разной частоты позволяет также оценить интервал высот L_z , в котором содержится ИИТ разных поперечных масштабов [17].

Если частота ПВ обыкновенной поляризации такова, что область её взаимодействия с плазменной модой находится вне области, содержащей ИИТ, то трансформация становится невозможной. Ослабление амплитуды ПВ при этом может наблюдаться в результате их рассеяния по углам. Аналогичная ситуация имеет место для ПВ необыкновенной поляризации, отраженных от ионосферы, а также при просвечивании ионосферы декаметровыми радиоволнами [9, 10]. Ослабление сигнала при РРР должно быть в случае, когда рассеянная энергия (частично или полностью) не может быть принята приёмным устройством в силу геометрических характе-

ристик ракурсного рассеяния и конечной ширины диаграммы направленности приемных антенн.

Пример записи, иллюстрирующей ослабление уровня ПВ за счёт ракурсного рассеяния, приведён на рис.3 (волна необыкновенной поляризации частоты 7300 кГц). На рис.4 приведен пример записи, иллюстрирующей характер трансформации ПВ частоты 5650 кГц при работе греющего ионосферы радиопередатчика ($f = 5750$ кГц, верхняя "дорожка") в режиме периодического включения с тактовой частотой 0,5 Гц.

Из выражения (2) следует, что минимальный масштаб неоднородностей, ответственных за РРР,

$$l_{min} = \frac{2\pi}{\alpha_{max}} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}, \quad (16)$$

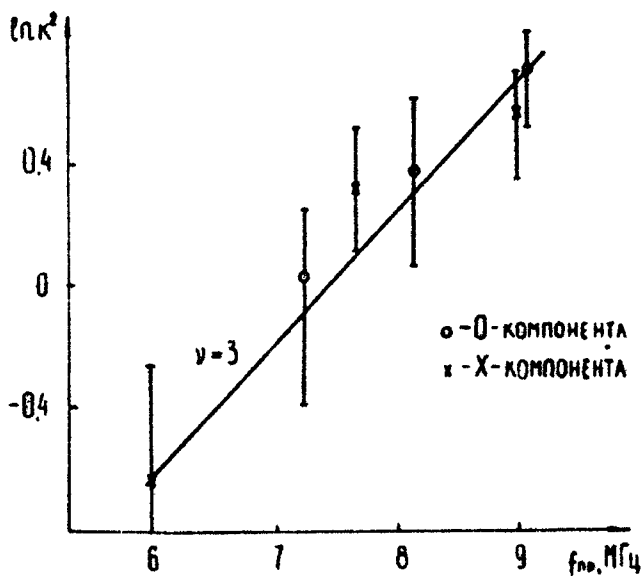
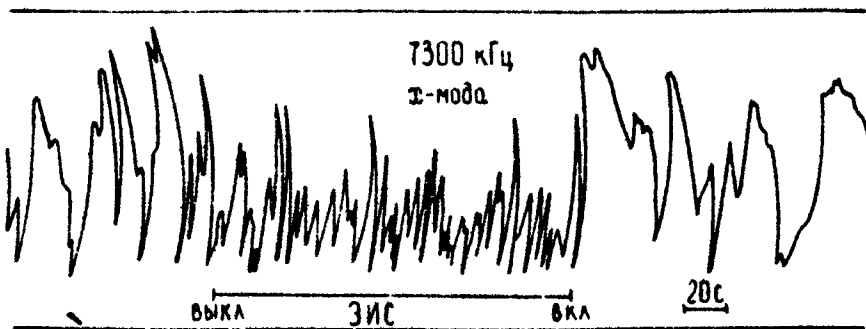
где λ - длина волны в среде, а α - угол между направлением волнового вектора \vec{K}_0 волны и \vec{H} . Использование (16) позволяет оценить масштабы ИИТ, ответственной за ослабление ПВ в результате рассеяния. Можно показать [21], что частотная зависимость коэффициента ослабления отраженных от ионосферы ПВ характеризует форму спектра ИИТ в области масштабов l_{min} .

Применение в качестве ПВ достаточно коротких ($0,05 + 0,5$ мс) импульсов позволяет путем исследования статистической формы отраженных от ионосферы сигналов изучать спектральные характеристики ИИТ в области масштабов от 100 + 300 м до нескольких километров [2,22 - 24].

Метод мерцаний, Метод основан на "просвечивании" ионосферных неоднородностей радиосигналами орбитальных, геостационарных ИСЗ и космических дискретных радиоточечников, позволяет непосредственно измерять спектральные характеристики флуктуаций электронной концентрации ионосферной плазмы.

В приближении слабого рассеяния (флуктуационные набеги фазы волны на неоднородностях с масштабами, меньшими зоны Френеля, малы) связь между параметрами принятых сигналов и среды имеет наиболее простой вид.

Например, при движении орбитального ИСЗ, находящегося на высоте h_2 , вдоль направления \vec{T} со скоростью $V_{ст}$ горизонтальная скорость V_x перемещения луча, соединяющего спутник и точку наблюдения, на высоте локализа-



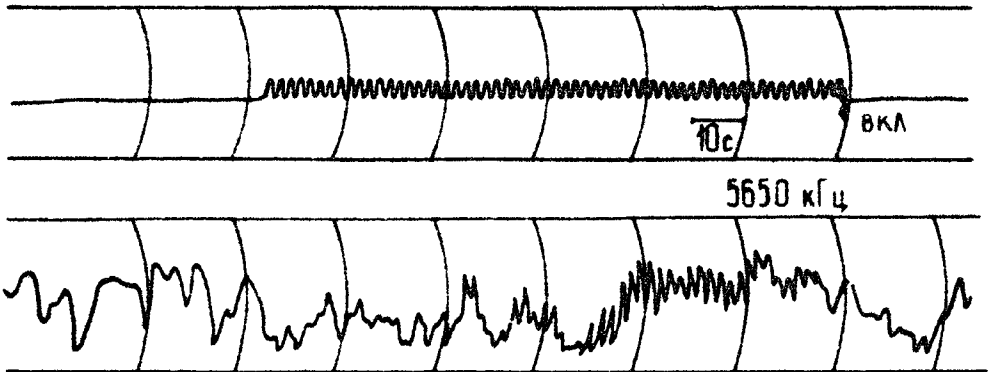
Р и с.3. Пример записи рассеянного сигнала I-компоненты (вверху) и частотная зависимость интенсивности рассеяния (внизу) при возбуждении ионосферной плазмы мощным радиоизлучением O-поляризации

ции неоднородностей Z_1 , как правило, значительно превышает фазовые скорости и скорости дрейфа неоднородностей. В этом случае (и при условии, что угол между направлением на ИСЗ и его скоростью близок к $\pi/2$) спектральное

распределение флуктуаций амплитуды (интенсивности) радио - волн по частотам ν связано со спектральной плотностью флуктуаций электронной концентрации плазмы соотношением

$$F_A(\nu) \propto \int d x_y \Phi_n(x_x, x_y, x_z=0) \sin^2 \left[(x_x^2 + x_y^2) \frac{\bar{z}}{2k} \right], \quad (17)$$

где $\nu = \frac{x_x V_x}{2\pi}$, $\bar{z} = \frac{(z_2 - z_1) z_1}{z_2}$, z_1 - высота расположения слоя с неоднородностями, $x_x = \frac{2\pi \nu}{V_{сх}} \frac{z_2}{z_1}$.



Р и с.4. Пример записи сигналов пробной волны на частоте 5650 кГц (внизу) и мощного нагревного передатчика на частоте 5750 кГц (вверху)

Отсюда ясно, что в области частот $\nu > \nu_\phi = \nu_I z_\phi$, где $z_\phi = \sqrt{K_0/Z}$, быстроосциллирующий член в (17) можно заменить его средним значением. Тогда спектр амплитудных флуктуаций

$$F_A(\nu) \propto \int d x_y \Phi_n(x_x, x_y, 0) \quad (18)$$

и при $\Phi_n(x_x, x_y, x_z) = (a_x x_x^2 + a_y x_y^2 + a_z x_z^2)^{-\rho/2}$, (19)

$$F_A(\nu) \propto \nu^{-s}, \quad s = \rho - 1. \quad (20)$$

*) Выражение (18) записано в приближении, когда толщина слоя с неоднородностями много меньше величин z_1 и z_2 .

На частотах $\nu < \nu_\phi$ и при значениях показателя степеней спектра в (19) $\rho_\phi < 6$ частотная зависимость спектральной интенсивности $F_A(\nu)$ в значительной мере определяется френелевским множителем в выражении (17).

"Обрыв" спектральной плотности $F_A(\nu)$ со стороны больших частот может быть обусловлен двумя причинами. Одна из них связана с эффектом "замывания" флуктуаций при просвечивании неоднородностей излучением источника конечных угловых размеров θ_0 . "Обрыв" спектра в этом случае имеет место в области масштабов $l_\perp \sim \lambda \theta_0$. Другая причина такой особенности спектра может быть обусловлена наличием "обрыва" в самом спектре Φ_N в направлении дрейфа \vec{v}_g дифракционной картины. Если спектр ИИТ имеет вид

$$\Phi_N(x) \propto |x_\perp|^{-\rho} \exp(-x_\parallel/x_{m\parallel}^2), \quad x_{m\parallel} \approx 2/l_\parallel, \quad (21)$$

т.е. характерный масштаб l_\parallel спектра вдоль \vec{H} существенно превышает его характерные масштабы в ортогональной \vec{H} плоскости, то "обрыв" спектра должен иметь место на частотах $\nu \sim v_x \sin \psi_c / 2\pi l_\parallel$ (ψ_c - угол между \vec{v}_x и \vec{H}) или на масштабах $l_\perp \approx l_\parallel \sin \psi_c$. В случае, когда $\Phi_N(x)$ описывается (21), связь между показателем s спектра F_A и ρ зависит от угла ψ_c между вектором \vec{H} и осью y . Расчёты показывают, что при $(x_\psi/x_{m\parallel}) \approx 1$ показатель степени s близок к $\rho - 1$ только для углов $\psi_c \lesssim 10^\circ$, а при $(x_\psi/x_\parallel) \cdot 10$ уже для $\psi_c \gtrsim 10^\circ$ он примерно равен показателю ρ спектра Φ_N . Указанное позволяет получать сведения о трехмерном спектре $\Phi_N(x)$, используя наблюдения за ИСЗ при различной геометрии эксперимента.

Изучение флуктуаций сигналов бортовых передатчиков ИСЗ на пространственно-разнесенные антенны позволяет измерить степень анизотропии и направление вытянутости дифракционной картины на поверхности Земли, а также определить скорость дрейфа \vec{v}_g дифракционной картины в направлении горизонтальной проекции скорости \vec{v}_x спутника. Используя сведения о \vec{v}_g и \vec{v}_x , можно определить высоту z_1 расположения неоднородностей [25,26]. В случае,

Когда вертикальная скорость ИСЗ равна нулю,

$$z_1 = (z_1 + z_2) \frac{v_{g,z}}{v_x + v_{g,z}}.$$

Указанным методом в работах [6, 27] было исследовано высотное распределение искусственных ионосферных неоднородностей.

Диагностика плазменных волн. Методы изучения плазменных волн в ионосфере близки к методу PPR. В этом случае рассеяние радиоволн определяется структурой, волновой вектор которой по своей величине и направлению удовлетворяет условию пространственного синхронизма (2). Основные отличия состоят в том, что частота рассеянного сигнала смещена относительно частоты падающей на ВО волны на величину $\pm f_L$, а поперечники рассеяния на плазменных волнах при использовании нагревных передатчиков с эквивалентной мощностью (произведение мощности передатчика на КПД его антенны), не превышающей 200 МВт, порядка и меньше 10^4 м^2 [5].

2. Экспериментальные результаты

Задача экспериментальных исследований ИИТ должна, по-видимому, состоять в достижении понимания следующих основных вопросов.

1. Каковы свойства ИИТ разных масштабов и каковы особенности её возбуждения?

2. В какой степени результаты исследований ИИТ могут быть использованы для понимания динамических процессов в ионосфере, приводящих к образованию и диссипации неоднородностей плазмы в условиях невозмущенной радиоволнами ионосферы?

Будем подразделять ИИТ на три категории:

- а) мелкомасштабную (размер $l_{\perp} \ll \lambda_{\text{ВН}}$, $\lambda_{\text{ВН}} = f_{\text{ВН}}/c$ — длина волны накачки (ВН),
- б) среднемасштабную ($\lambda_{\text{ВН}} \leq l_{\perp} \leq 500 \text{ м}$),
- в) крупномасштабную ($l_{\perp} \geq 500 \text{ м}$).

Мелкомасштабная искусственная ионосферная турбулентность (МИИТ). Установлено, что при потенциалах радиосредств, используемых для нагрева F-слоя ионосферы (эффективная мощность $P_e \leq 200$ МВт, величина напряженности высокочастотного электрического поля на уровне F-слоя $E \leq 0,5$ В/м), МИИТ возбуждается исключительно волнами обыкновенной поляризации, и только в условиях их полного внутреннего отражения от ионосферы и только пучками радиоволн, близкими к вертикальным. В установленном режиме горизонтальные размеры области, занятой мелкомасштабными искусственными неоднородностями, примерно равны произведению высоты области на характерную ширину диаграммы направленности нагревающего устройства и составляют $30 + 150$ км [4, 17, 28]. Вместе с тем проведенные в США исследования ракурсного рассеяния [5], а также исследования аномального ослабления радиоволн с узкой ($\sim 3^\circ$), сканируемой по углам диаграммой направленности приемного устройства [2], свидетельствуют о смещении области с МИИТ к югу относительно вертикали. Результаты этих измерений, равно как и данные [28], показывают, что МИИТ наиболее хорошо возбуждается при распространении мощной радиоволны вдоль силовых линий геомагнитного поля \vec{H} . При углах α между волновым вектором \vec{k}_0 волны накачки и \vec{H} , больших 30° , возбуждение мелкомасштабных неоднородностей, по-видимому, прекращается.

Вертикальные размеры l_{\perp} -области с МИИТ несколько отличаются для неоднородностей, имеющих разные поперечные (по отношению к \vec{H}) масштабы l_{\perp} . Величина Δh составляет примерно 15 км для $l_{\perp} \approx 1,5 + 3$ м [4, 29] и увеличивается до $20 + 30$ км для $l_{\perp} \approx 10 + 25$ м [28].

При оптимальных условиях нагрева ионосферы спектральная плотность флуктуаций электронной концентрации плазмы $\Phi_n(\bar{x}_{\perp})$ в стационарном режиме довольно слабо зависит от поперечного волнового числа $x_{\perp} = 2\pi/l_{\perp}$ для $1,5$ м $\leq l_{\perp} \leq 15$ м [4, 29]. В указанном диапазоне волновых чисел $\Phi_n(\bar{x}_{\perp}) \propto \bar{x}_{\perp}^{-p}$, $p \approx 2$. В области масштабов 1 м $< l_{\perp} < 3$ м происходит резкое уменьшение Φ_n (более чем на два порядка) с ростом x_{\perp} , после чего вновь зависимость $\Phi_n(x_{\perp})$ представляется довольно слабой (см. [29]). В других (не оптимальных)

условиях значения показателя спектра $\rho \gtrsim 3$ наблюдаются уже для $l_1 \approx 10 + 15$ м [4, 17].

Оптимальными являются, по-видимому, условия, при которых частота ВН близка к максимальной (критической) частоте f_c слоя ионосферы. При этом следует отметить, что при приближении уровня отражения ВН к максимуму слоя увеличиваются и значения относительной величины флуктуаций $\delta N = \sqrt{\frac{\langle (\Delta N)^2 \rangle}{\langle N \rangle^2}}$ плотности плазмы в области масштабов $l_1 \approx 15 + 50$ м [17]. Как показано в работе [5], возникновение МИИТ, сильно вытянутой вдоль \vec{H} , сопровождается генерацией продольных (плазменных) волн с волновым вектором \vec{k}_n , ортогональным \vec{H} . Спектральная плотность флуктуаций концентрации электронов в области частот $\nu = f_u$, в противоположность Φ_N , увеличивается с ростом k_n и в области масштабов $l_1 \lesssim 1$ м и, по-видимому, превышает спектральную плотность Φ_N низкочастотных флуктуаций концентрации плазмы, ответственных за РРР. Согласно [78, 30] воздействие мощного радиоизлучения вызывает свечение атмосферы, обусловленное ионизацией молекул воздуха ускоренными электронами. Ускорение электронов связывается с возникновением продольных ($\vec{k}_n \parallel \vec{H}$) плазменных волн [31].

Хорошо известно, что эффект возбуждения МИИТ коротковолновым радиоизлучением является пороговым. Наиболее полно пороговый эффект исследовался в работах [17, 32], где были определены пороги возбуждения и срыва искусственной турбулентности. В [32] изучалось поведение амплитуды рассеянного сигнала A_s и характерной частоты флуктуаций рассеянного УКВ сигнала (масштабы неоднородностей $l_1 \approx 3$ м) при изменении мощности нагревающего ионосферу радиопередатчика. Согласно (14) частота Δf_A пропорциональна эффективным размерам L -области (содержащей рассеивающие неоднородности) в направлении скорости дрейфа неоднородностей. Используя этот параметр, можно было отдельно изучать поведение спектральной компоненты флуктуаций Φ_N ($l_1 = 3$ м), точнее, $\int \Phi_N(x_1, x_1) dx_1$, и размеров области L при различных мощностях P_3 нагрева.

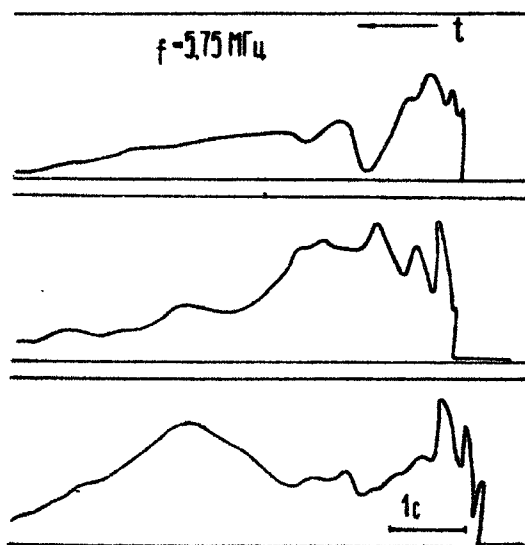
Оказалось, что зависимость A_5 от P_3 имеет гистерезисный характер: при одних и тех же значениях P_3 амплитуда рассеянного сигнала при повышении мощности меньше, чем при её последующем понижении; это различие более значительно для меньших значений P_3 . Было выяснено, что такой гистерезисный характер зависимости A_5 от P_3 обусловлен различием порогов возбуждения P_{n1} и срыва P_{n2} неустойчивости, приводящей к появлению рассеивающих неоднородностей. При повышении P_3 увеличивается размер L -области с МИИТ за счёт того, что для больших участков диаграммы направленности антенны нагревного радиопередатчика мощность радиоизлучения на уровне возбуждения МИИТ превышает пороговую. При уменьшении мощности передатчика в интервале $P_3 > P_{n2}$ такого изменения не происходит и амплитуда рассеянных радиосигналов ($A_5 \propto \Phi_n L$) определяется в основном зависимостью δN^2 от P_3 [32]. Было установлено, что $P_{n1} \approx 1,5 + 2$ МВт ($E_{n1} \approx 0,04 + 0,05$ В/м), $P_{n2} \approx 0,5$ МВт ($E_{n2} \approx 0,02$ В/м), а зависимость Φ_n ($l_1 = 3$ м) $\propto P_3^{\alpha}$, где $\alpha \approx 0,5^*$.

Согласно [17] величины P_{n1} и P_{n2} зависят от параметра L : вблизи основания слоя F_2 (малые L) P_{n1} близко к P_{n2} , а с приближением к максимуму слоя P_{n2} уменьшается быстрее, чем P_{n1} .

Как показывают эксперименты, выполненные в Горьком, существует несколько характерных параметров времен и развития МИИТ. Самое малое время проявляется на записях аномального ослабления мощной ВЧ и ПВ, уровень отражения которых близок к уровню отражения ВЧ: при включении мощного передатчика уровень отраженной от ионосферы радиоволны уменьшается за время $4 \cdot 10^{-2} \leq \tau \leq 0,5$ с и также быстро восстанавливается до прежнего уровня. Иногда вместо единичного пика наблюдается целая серия выбросов, длительность которых возрастает во времени. Весь процесс длится не более 1+2 с и повторяется при следующем включении мощного радиопередатчика даже в случае,

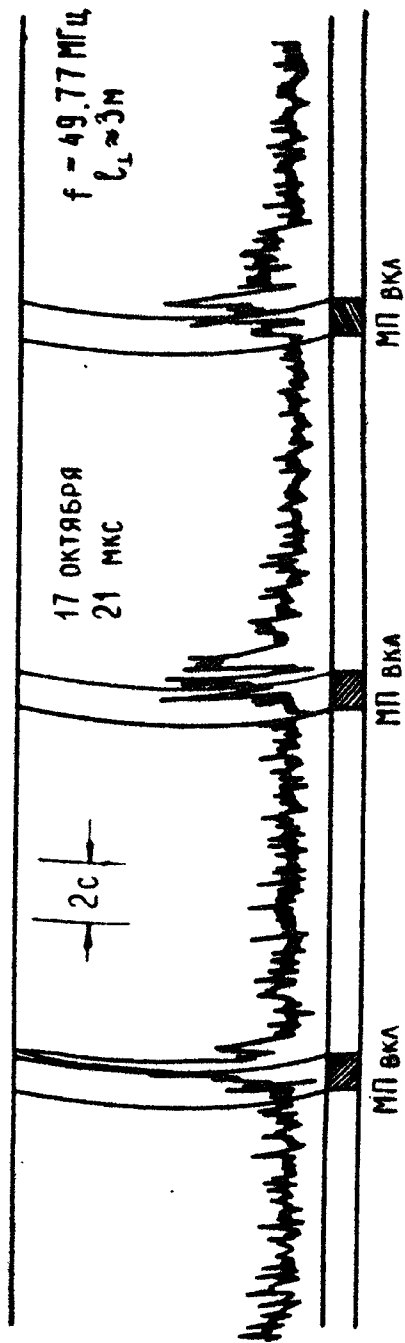
*) В связи с этим следует заметить, что полученная в работе [29] зависимость δN^2 от мощности справедлива только при достаточно больших значениях P_3 , где "эффект диаграммы" исчезает и зависимость δN^2 от P_3 аналогична установленной в [32].

когда интервал времени между последовательными его включениями составляет 0,1 с. При большей частоте модуляции мощного излучения единственный пичок появляется лишь в результате первого включения. Амплитуда пичка η_n составляет 10 + 100 % от уровня принимаемого сигнала. В среднем величина η_n зависит от мощности ВН ($\eta_n \propto P_n^\alpha$, $\alpha \approx 1$), и, по-видимому, существует пороговое значение P_n , при котором появляются пички ($P_n \approx 6$ МВт). Эффект наблюдается только при возмущении ионосферы волнами обыкновенной поляризации. Несколько характерных примеров пичков приведено на рис. 5.



Р и с.5. Пример записи начальной стадии возбуждения ИИТ (пички)

На рис.6 приведена запись амплитуды рассеянного МИИТ УКВ радиосигнала при возмущении ионосферы коротковременными (1с) импульсами радиоизлучения, интервал между которыми составлял 12 с. Отмеченные выше "пички" не наблюдаются на записях РРР. Более того, из рис.6 можно видеть, что МИИТ (в данном случае $l_1 \approx 3$ м) при таком режиме нагрева начинает развиваться только после временной задержки $\tau_{0,1} \approx 0,3 + 0,5$ с. Это развитие продолжает-



Р и с. 6. Пример регистрации сигналов ракурсного рассеяния на МИИТ с $l_1 \approx 3 \text{ м}$ при импульсном $\tau = 1 \text{ с}$ излучении волны накачки

ся некоторое время ($\sim 0,5 + 0,8$ с) и после того, как возмущающий ионосферу радиопередатчик выключается*) . Амплитуда рассеянного сигнала в среднем увеличивается от цикла к циклу, но величина τ_{01} остается примерно постоянной.

При нагреве ионосферы непрерывным излучением время τ_{01} , по-видимому, характеризует период, после которого начинается быстрый рост амплитуды рассеянного сигнала до некоторого квазистационарного уровня A_5 , время существования которого составляет $\tau_{11} = 1 + 7$ с. Для $t > \tau_{11}$ наступает вторая, "взрывная", фаза развития МИИТ до уровня, близкого к стационарному, который достигается через время $\tau_{12} \sim 1 + 30$ с. Существование двух фаз развития МИИТ можно видеть из рис. 7. Иногда "взрывная" фаза развития выражена не так ярко, как это имеет место на рис. 7. Однако даже при сравнительно плавном увеличении амплитуды рассеянного сигнала её временной ход крайне редко близок к экспоненциальному. Не обнаруживается какой-либо закономерности в зависимости τ_{11} от масштаба неоднородностей: в одних сеансах наблюдений это время несколько больше для более крупных масштабов, в других же сеансах ситуация может быть противоположной. По-видимому, время τ_{11} для одних и тех же условий нагрева может быть различным в разных участках возмущенной области.

С временем τ_{11} тесно связаны два явления, которые наблюдаются при периодическом нагреве ионосферы с частотой модуляции $0,1 \text{ Гц} \leq f_m \leq 0,3 \text{ Гц}$. Одно из них состоит в уменьшении поперечников рассеяния и трансформации радиоволн при нагреве ионосферы с частотой модуляции $f_m^* \approx 0,1 + 0,3 \text{ Гц}$ [17, 32], т.е. при $f_m^* \approx 1/\tau_{11}$ (рис. 8).

Второе явление [17] состоит в переносе модуляции радиоизлучения мощного радиопередатчика на ПВ в случае, когда частота модуляции примерно равна или меньше τ_{11}^{-1} . Максимальная величина эффекта переноса модуляции имеет место на частотах $f_m = f_m^*$. Для $f_m > 3 \text{ Гц}$ глубина мо-

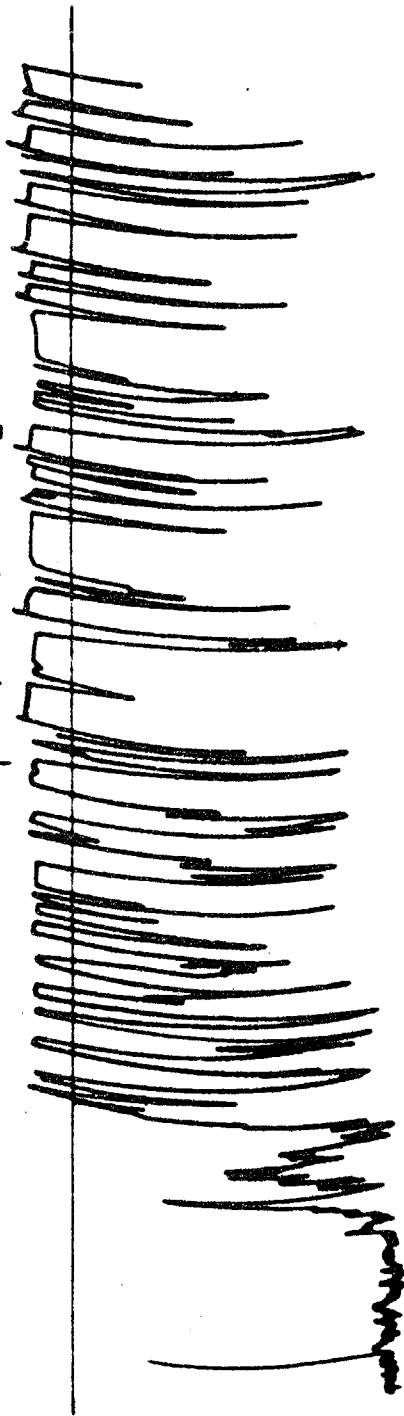
*) Эквивалентная мощность радиопередатчика в период "паузы" уменьшалась более чем на порядок, и не превышала 2 МВт.

19 ОКТЯБРЯ

T = 18²⁰ МСК

f = 49,75 МГц

$\nu_1 = 3M$



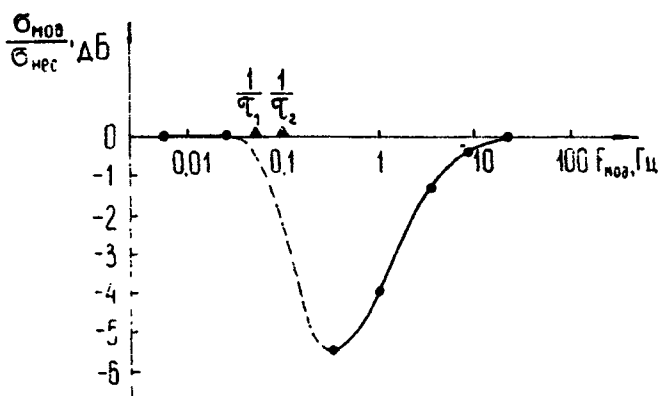
ЭИС ВКЛ

2с



Р и с. 7. Пример записи рассеянного на МИИТ сигнала при регистрации его приемной аппаратурой с разной чувствительностью

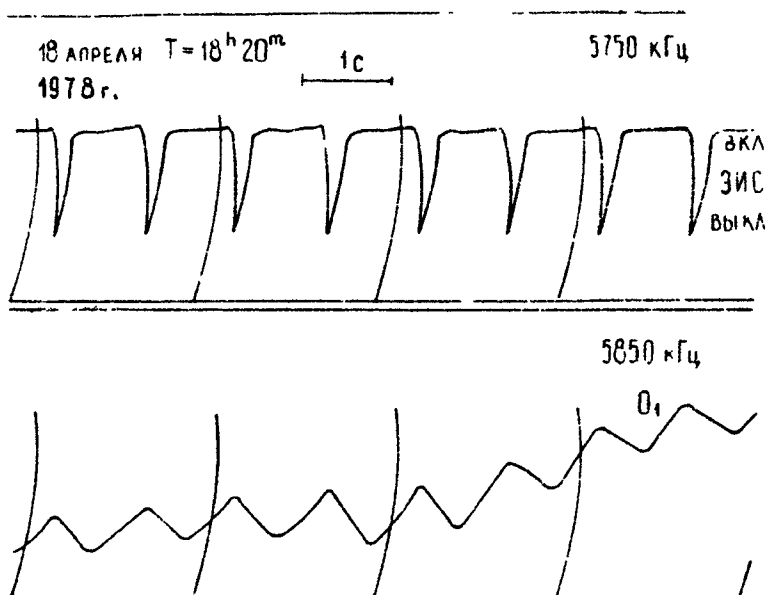
дуляции, как правило, не превосходит $10 \pm 15\%$, уменьшаясь при дальнейшем росте частоты. Появление модуляции на ПВ иногда четко регистрируется уже при первых импульсах мощного передатчика (МП), но полного своего развития для ПВ обыкновенной поляризации, частота которой близка к частоте ВН (расстройка частот ± 100 кГц), она достигает через $\tau_{\text{н}}$ 3 ± 10 с; при этом глубина модуляции может быть равна $70 \pm 90\%$, а характерное время падения и восстановления уровня ПВ составляет $0,2 \pm 1$ с, т.е. близко к τ_{01} (см.рис.5, 6). В большинстве случаев имеет место запаздывание ($\sim 0,2 \pm 0,5$ с) в уменьшении амплитуды ПВ относительно момента включения и выключения МП.



Р и с.8. Зависимость сечения рассеяния возмущенной области от частоты модуляции мощного радиоизлучения

На рис.9 приведен пример записи уровня ПВ обыкновенной поляризации ($f = 5850$ кГц) в случае, когда возмущающий ионосферу радиопередатчик ($f = 5750$ кГц) периодически включался на время, равное секунде, но паузы между периодами включения составляли всего 120 мс. Видно, что, несмотря на такое кратковременное выключение, амплитуда ПВ подвержена модуляции. Время падения и восстановления уровня примерно равно 0,5 с, причём, так же как и в случае "пиков", восстановление уровня ПВ начи -

нается раньше, чем выключается ВН.



Р и с.9. Пример записи пробной волны на частоте 5850 кГц (внизу) при работе нагревного передатчика в режиме модуляции с частотой 1 Гц (верхний рисунок)

Явление переноса модуляции наблюдается и при больших расстройках частоты ПВ, а также для ПВ необыкновенной поляризации. Однако время развития эффекта в этом случае существенно увеличивается, достигая значений $\tau \sim 15 + 30$ с, а глубина модуляции не превышает $30 + 50$ %.

Перенос модуляции прекращается в условиях развитой МИИТ, т.е. когда становится ярко выраженным эффект аномального ослабления.

Измерения показывают, что мелкомасштабные неоднородности возникают прежде всего в центральной части возмущенной радиоволнами области и лишь затем на её периферии [28]. Более того, на начальных стадиях возбуждения МИИТ неоднородности, по-видимому, возникают в ограничен-

ных, небольших участках возмущенной области, о чём может свидетельствовать неполная повторяемость ряда эффектов, присущих начальной стадии.

Если пренебречь описанными выше особенностями на начальной стадии генерации неоднородностей и принять за полное время развития МИИТ интервал времени, отсчитываемый от момента включения МП в непрерывном (в масштабе времени τ_{10}) режиме до момента возрастания МИИТ до уровня, близкого к стационарному, то окажется, что это характерное время τ_1 развития МИИТ уменьшается с уменьшением масштаба неоднородностей l_{\perp} .

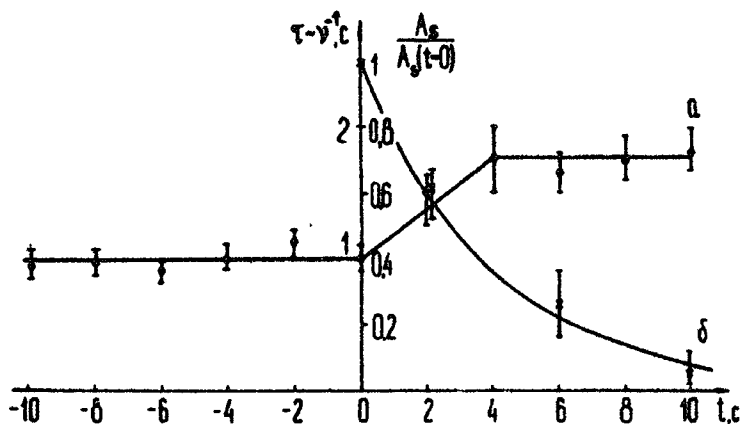
Время τ развития МИИТ зависит от ряда факторов: мощности нагревного радиопередатчика, высотного градиента электронной концентрации N вблизи точки отражения, предыстории нагрева и, по-видимому, от времени суток.

Например, время развития эффекта аномального ослабления линейно уменьшается с ростом мощности нагревного радиопередатчика [9]. Обнаружено также уменьшение времени развития МИИТ с приближением уровня отражения мощной волны накачки к максимуму F -слоя, т.е. с увеличением эффективной толщины слоя $L_N = N / (dN/dz)$. Согласно [17] время развития МИИТ, ответственной за трансформацию радиоволн, пропорционально $L_N^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 0,3$. Время развития МИИТ уменьшается при переходе к ночным часам, что вряд ли можно полностью связать с увеличением параметра L_N в это время суток.

При работе возмущающего радиопередатчика серией коротких, но больших по сравнению с временем развития турбулентности, циклов (1 мин нагрев и 0,5 + 1 мин пауза) время развития МИИТ с $12 < l_{\perp} < 25$ м (регистрируемой по PPP) уменьшалось к третьему-пятому циклам нагрева более чем в три раза. Последнее свидетельствует о существовании эффекта аккумуляции при возбуждении искусственных ионосферных неоднородностей, о котором сообщалось ещё в первых исследованиях по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферную плазму [4, 28].

Как показывают измерения [17, 28, 34, 35], характер релаксации мелкомасштабных искусственных неоднородностей зависит от таких факторов, как масштаб l_{\perp} неоднородностей, положение неоднородностей в ВО, время суток.

Прежде всего следует отметить, что время релаксации τ_2 в центре ВО больше, чем на её периферии: довольно часто в экспериментах после выключения МП достаточно чётко наблюдалось уменьшение частоты флуктуаций рассеянного сигнала, свидетельствующее (см. (14)) о быстром уменьшении характерных размеров ВО. Последнее хорошо видно из рис.10, на котором приведены усредненные за семь соседних сеансов результаты наблюдений за амплитудой и частотой флуктуаций РРР на частоте 17,8 МГц (масштабы $l_{\perp} \approx 12$ м). По оси абсцисс отложено время до и после выключения МП ($t = 0$ соответствует моменту выключения передатчика), по оси ординат - период флуктуаций τ и относительная величина амплитуды $A_s(t)/A_s(t=0)$. Размеры L уменьшаются в 1,5 - 2 раза за первые 3 - 4 с, после чего уменьшение размеров области (изменение периода флуктуаций) прекращается. В интервале времени, в котором изменяются размеры области рассеяния, амплитуда рассеянного сигнала падает в 2 + 3 раза.



Р и с.10. Зависимости частоты флуктуаций и амплитуды рассеянного сигнала от времени. Момент $t = 0$ соответствует включению нагревного передатчика

Если за время τ_2 релаксации МИИТ принять время, в течение которого A_s уменьшается на 10 дБ, то зависимость τ_2 от поперечного масштаба l_1 неоднородностей может быть представлена в виде [35]:

$$\tau_2 \propto \begin{cases} l_1^{0,5} & \text{для } l_1 > l_1^* \\ l_1^2 & \text{для } l_1 < l_1^* \end{cases},$$

где величина l_1^* зависит от времени суток. В дневное время суток l_1^* примерно составляет 10 + 25 м, а время релаксации для таких масштабов составляет 3 + 10 с. В вечерние часы суток масштаб l_1^* уменьшается до 6 + 10 м, а $\tau_2(l_1^*) \approx 7 + 15$ с; ночью $l_1^* \ll 3$ м. Важно отметить, что в ряде случаев после уменьшения A_s на 10 - 20 дБ (за время τ_2) регистрируется изменение характера релаксации МИИТ - для $t > \tau_2$ наблюдается медленное уменьшение A_s с характерным временем τ_2 , достигающим 30 + 60 с. Такой двухступенчатый характер релаксации имеет место для масштабов $l_1 > l_1^*$, хотя последнее нуждается в уточнении. При двухступенчатой релаксации уменьшение интенсивности рассеянного сигнала для времен $t < \tau_2$ примерно подчиняется закону $t^{-\alpha}$, $\alpha \approx 1,5 + 2$, а при $t > \tau_2$ в ряде случаев наблюдается экспоненциальное уменьшение интенсивности. Согласно [34] двухступенчатый характер релаксации МИИТ в ночные часы имеет место даже для масштабов $l_1 \approx 1,5$ м. Наблюдалось и экспоненциальное уменьшение A_s для $l > l^*$ (см. разд.3).

Измерения доплеровских сдвигов частоты рассеянных радиосигналов показывают, что в среднем скорость и направление движения МИИТ соответствуют скорости и направлению естественных ионосферных дрейфов [4, 17, 28]. В ряде случаев в поздние вечерние часы регистрировались значительные (до 180°) изменения направления дрейфа МИИТ, присущие перестройке естественных дрейфов в эти часы [17, 28]. Полученные данные свидетельствуют также о наличии вариаций скоростей МИИТ в ВО с характерным временем порядка нескольких минут, т.е. о существовании крупномасштабных хаотических движений плазмы. Одновременное изучение доплеровских сдвигов частоты сигналов

разных радиостанций, а также данные о наблюдениях за неоднородностями разных масштабов, расположенных на разных высотах [17, 36], свидетельствуют о возможности высотных градиентов скорости движения неоднородностей, достигающих величины $(dV/dz) \approx (5 \div 7) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Анизотропная МИИТ возбуждается мощным наземным радиоизлучением и в Γ -области ионосферы, т.е. на высотах 100 + 150 км [4]. Сведений о параметрах МИИТ в слое Γ значительно меньше, чем для высот 200 + 350 км. Известно, однако, что вертикальные размеры области с МИИТ в слое Γ примерно составляют 8 км, а обрыв спектральной плотности $\Phi_N(x_1)$ флуктуаций плазмы происходит для несколько меньших масштабов ($l_1 \approx 1,5 \text{ м}$) по сравнению с тем, что имеет место в слое F_2 [4].

Среднемасштабная и крупномасштабная искусственная ионосферная турбулентность. Как уже отмечалось в разд. 1, один из методов диагностики среднемасштабной искусственной ионосферной турбулентности (СИИТ) основан на изучении эффектов рассеяния дециметровых радиоволн при вертикальном зондировании ионосферы, частота и поляризация которых такова, что их трансформацией в плазменную моду можно пренебречь. На рис.3 приведена зависимость коэффициента ослабления радиоволны в результате рассеяния от её частоты [21]. Видно, что логарифм коэффициента ослабления $\ln \Gamma \propto f^\nu$, где $\nu \approx 3$.

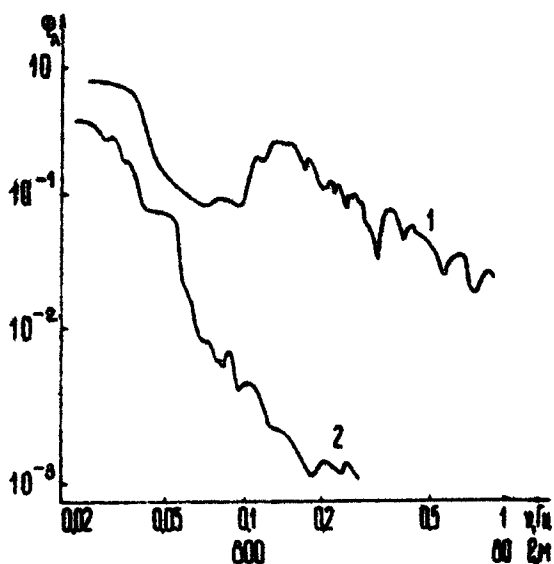
Используя (16), можно установить, что за рассеяние ПВ должна быть ответственна ИИТ с $l_1 \approx 40 \div 50 \text{ м}$, и оценить поведение $\Phi_N(x_1)$ в области указанных масштабов. Тот факт, что зависимость $\ln \Gamma$ примерно одинакова как на частотах, близких к частоте волны накачки (5750 кГц), так и на частотах, примерно равных 9000 кГц, говорит о том, что рассеивающие неоднородности занимают интервал высот от уровня нагрева до уровня отражения ПВ максимально использованной частоты ($\sim 30 \text{ км}$). В этом случае для степенного вида спектра $\Phi_N(x_1) \propto x_1^{-p}$ величина ослабления $\ln \Gamma$ пропорциональна $f^{4-p} \int_{z_0}^{z_0'} e^{-p/2} \langle (\Delta \epsilon)^2 \rangle dx'$. В результате для реальных ионосферных условий оказывается, что $\ln \Gamma \propto f^{-p/2}$, где $p \ll 3$, т.е. $\Phi_N(x)$ в области указанных масштабов (но заведомо не превышающих 100 + 200 м [21]) показатель спектра $p \ll 0$.

В дневные часы время развития неоднородностей данного масштаба составляет $10 + 30$ с, а время их релаксации примерно равно $30 + 50$ с.

На рис.11 приведены примеры временных спектров амплитудных флуктуаций радиоволн частоты $f \approx 40$ МГц от радиопередатчика геостационарного спутника ATS-6 при одновременном просвечивании ВО ионосферы на высотах $240 + 280$ км (кривая 1) и на высотах $300 + 340$ км (кривая 2) [37]. Высота уровня отражения мощной ВН (высота нагрева) в этом случае была меньше $280 + 290$ км, высота максимума F-слоя составляла 300 км. Измерения скорости и направления дрейфа искусственных неоднородностей, расположенных на $h \approx 240 + 280$ км, позволили перейти от временных к пространственным спектрам *). Поэтому по оси абсцисс, кроме частоты флуктуаций, обозначены и масштабы неоднородностей вдоль направления ионосферного дрейфа. Форма спектра Φ_A для $h \approx 300 + 340$ км соответствует форме спектров, наблюдаемых в условиях развитых неоднородностей в F-слое невозмущенной радиоволнами ионосферы: для масштабов l , меньших френелевского масштаба ($\sim \sqrt{\lambda}$), т.е. для $l \lesssim 2 + 3$ км, спектральная плотность амплитудных флуктуаций убывает по степенному закону с показателем степени $s_1 \approx 3$.

Таким образом, на высотах $300 + 340$ км происходило появление более интенсивных неоднородностей, которые имели, однако, те же спектральные характеристики, что и в отсутствие возмущения ионосферы радиоволнами. Следует заметить также, что в тех случаях, когда развитая неоднородная структура уже наблюдалась в ионосфере до включения МП, заметных изменений в такой крупномасштабной структуре ионосферы при воздействии на неё радиоволнами замечено не было (см. также [9]).

*) Для исследования дрейфа неоднородностей, а также анизотропии образованной ими дифракционной картины на поверхности Земли использовались измерения флуктуаций амплитуды сигналов в трех точках, расположенных в вершинах прямоугольного треугольника с длиной катетов 500 м (в направлении север-юг) и 450 м (в направлении восток-запад).



Р и с.11. Примеры временных спектров сигналов ИСЗ АТС -6 при одновременном просвечивании области возмущения ионосферы на высотах 240+280 км (кривая 1) и 300+340 км (кривая 2)

Спектры амплитудных флуктуаций при просвечивании ВО на высотах 240+280 км резко отличались. Здесь, наряду со степенным участком, характеризуемым показателем $\rho_1 \approx 3 + 4$, в области масштабов $l > 800$ м, наблюдался ярко выраженный максимум в области масштабов $l_1 \sim 200 + 800$ м, после которого имело место достаточно плавное уменьшение спектральной плотности F_A вплоть до масштабов $l \approx 80$ м (на этом участке $F_A \propto \nu^{-s_2}$, $s_2 \in 1,4$). Таким образом, в области нагрева в интервале высот, меньшем 40 + 60 км, возникала интенсивная структура с $l_1 \in 800$ м, которая отсутствовала на $h = 300 + 340$ км, хотя величина относительных флуктуаций δN плазмы для масштабов $0,8 \leq l \leq 2$ км на этих высотах была сравнима и даже меньше значений δN на высотах 300 + 340 км. По данным работ [6, 27], искусственные неоднородности с масштабами $l \sim 1$ км сосредоточены в интервале

высот $\Delta z \approx 250$ км и регистрируются на высотах, существенно больших высоты максимума слоя F_2 .

Так как в описанных экспериментах перемещение неоднородностей происходило в восточно-западном направлении, то приведенные выше данные о пространственных спектрах относятся к направлению, ортогональному плоскости геомагнитного меридиана *). Вместе с тем измерения [38], проведенные с помощью орбитальных ИСЗ, имеющих полярную орбиту, показали, что аналогичным образом спектральная плотность f_A зависит и от волновых чисел неоднородностей в плоскости геомагнитного меридиана. Данные работы [38] свидетельствуют о том, что искусственные неоднородности с поперечными и \vec{H} масштабами $l_{\perp} > 80$ м примерно изотропны в плоскости, ортогональной силовым линиям геомагнитного поля. Согласно работе [37] неоднородности с $l_{\perp} < 500$ м были сильно вытянуты вдоль \vec{H} , чего не наблюдалось, по-видимому, для неоднородностей с масштабами $l_{\perp} \approx 1 \div 2$ км.

Если принять, что форма спектра КИИТ на $z \approx 300 \div 340$ км описывается выражением (21), то показатель степени спектра $p \approx 3$, а характерный масштаб обрезания спектра вдоль \vec{H} должен составлять несколько километров. В случае спектра (19) показатель спектра Φ_N должен быть близок к 4, а масштаб l_{\parallel} заведомо меньше одного километра. Аналогичная форма Φ_N имеет место на высотах нагрева в области масштабов $0,8 \leq l_{\perp} \leq 2$ км. Для $l_{\perp} \leq 2\pi/x_m \approx 300 \div 500$ м $[x_m - \text{волновое число, соответствующее максимуму } \Phi_N(x_{\perp})]$ показатель степени $p \approx 1,3 \div 1,4$, хотя в отдельных случаях бывает и меньше этой величины. В поздние вечерние часы суток, когда проводились измерения [37], характерное время τ_1 развития неоднородностей ($l_{\perp} \approx 500 \div 800$ м) на высотах, близких к области нагрева, составляло $20 \div 50$ с.

На высотах, равных и больших высоты максимума слоя F_2 , они были в $2,5 \div 5$ раз больше ($\tau_1 \approx 50 \div 150$ с).

*) Направление и скорость перемещения ИИТ с $l_{\perp} \sim 0,3 \div 1$ км в среднем соответствуют направлению и скорости естественных ионосферных неоднородностей.

Если принять, что такое различие времени τ_1 вызвано высотным перемещением "агента", создающего неоднородности, из области нагрева, то эффективная скорость "агента" по z (вдоль \vec{H}) должна быть порядка или больше $200 + 300$ м/с [37]. В связи с этим следует отметить данные работы [6], согласно которым области с КИИТ сильно вытянута в направлении \vec{H} .

Время релаксации τ_2 искусственных неоднородностей примерно равно минуте для $l_1 \approx 200 + 500$ м и увеличивается с ростом масштаба. Интересно, что на высотах нагрева спектр искусственных неоднородностей после выключения МП стремится к форме, соответствующей спектру ИИТ на больших высотах во всем интервале исследуемых масштабов.

Следует указать, однако, на существование в ряде случаев аномально большого времени жизни неоднородностей с $l_1 \approx 200 + 500$ м, которое может превышать 8 минут (интервал между включениями МП). По-видимому, время жизни неоднородностей с $0,2 \lesssim l_1 \lesssim 1$ км на краю ВО в среднем в несколько раз меньше, чем в ее центре [9], подобно случаю МИИТ. Этот вопрос, однако, нуждается в дальнейшем уточнении.

В заключение еще раз отметим, что все приведенные данные о среднемасштабной и крупномасштабной ИИТ относятся к случаю ее возбуждения мощным вертикальным пучком радиоволны обыкновенной поляризации. Вместе с тем данные [7] свидетельствуют о том, что при достаточно большой мощности КИИТ может генерироваться и при воздействии на ионосферу радиоволнами необыкновенной поляризации, а также при наклонном отражении радиоволн от ионосферы [39].

3. Краткое обсуждение результатов измерений

Начнем с обсуждения результатов, касающихся релаксации ИИТ. Если сопоставить данные о времени релаксации неоднородностей, имеющих масштабы $l_1 \gtrsim 200$ м, с аналогичными данными для МИИТ, то окажется, что установленная выше закономерность $\tau_p \propto l_1^{0,9}$ для $l_1 > l_1^*$ хорошо выполняется вплоть до масштабов $l_1 \approx 1 + 2$ км [35].

Согласно (5) и (17) при исследовании временных характеристик ИИТ разного масштаба как методом ракурсного рассеяния, так и методом мерцаний фактически получаются сведения о временном ходе величины $\Phi_N(\alpha_1) = \int \Phi_N(\alpha_1, \alpha_2) d\alpha_2^*$. Следуя схеме [40] вывода уравнения диффузии слабых возмущений плазмы, можно получить уравнение, описывающее диффузионную релаксацию слабых спектральной плотности $\Phi_N(\alpha_1, \alpha_2)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + 2D \frac{\alpha_1}{\alpha_1} |\alpha|^2 \right) \Phi_N(\alpha_1, \alpha_2, t) = 0, \quad (22)$$

$$D(t, \beta \equiv \frac{|\alpha_1|}{|\alpha_{11}|}) |\alpha|^2 \approx 2 \frac{(D_{e\parallel} \alpha_2^2 + D_{e\perp} \alpha_1^2)(D_{i\parallel} \alpha_2^2 + D_{i\perp} \alpha_1^2)}{D_{e\perp} \alpha_2^2 + D_{i\perp} \alpha_1^2}, \quad (23)$$

где $D_{e\parallel}$, $D_{e\perp}$, $D_{i\parallel}$, $D_{i\perp}$, — соответственно коэффициенты продольной и поперечной диффузии электронов и ионов. В условиях F-слоя ионосферы $D_{e\parallel} = (0,5 \pm 1) \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$; $D_{i\parallel} = (2 \pm 5) \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$; $D_{i\perp} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$; $D_{e\perp} \approx (0,5 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$.

Из (22), (23) ясно, что отсутствие квадратичной зависимости времени релаксации от поперечного масштаба в данной схеме может быть связано с диффузией плазмы вдоль H_0 . Представим (23) в упрощенном виде

$$D(\beta) |\alpha|^2 \approx 2(D_{\parallel} \alpha_2^2 + D_{\perp} \alpha_1^2), \quad (24)$$

где D_{\parallel} и D_{\perp} некоторые эффективные коэффициенты продольной и поперечной диффузии. Вообще говоря, такое представление $D(\beta)$ всегда правомочно, но, как показывают численные расчёты, неточности от такого упрощения не сказываются существенно на конечном результате, если в качестве D_{\parallel} и D_{\perp} использовать значения $D(\beta)$, соответствующие заданному углу β . Подставляя (24) в (22) и задавая $\Phi_N(\alpha_1, \alpha_2, 0) \propto \alpha_1^{-p} \alpha_2^q \exp(-\alpha_2^2 \ell_N^2 / 4)$ после интегрирования по $d\alpha_2$ получаем.

* Аналогичная ситуация имеет место и при исследовании эффекта трансформации радиоволн, поскольку для радиоволны определенной частоты интервал высот, в котором возможна трансформация, как правило, значительно меньше продольного масштаба ℓ_N неоднородностей.

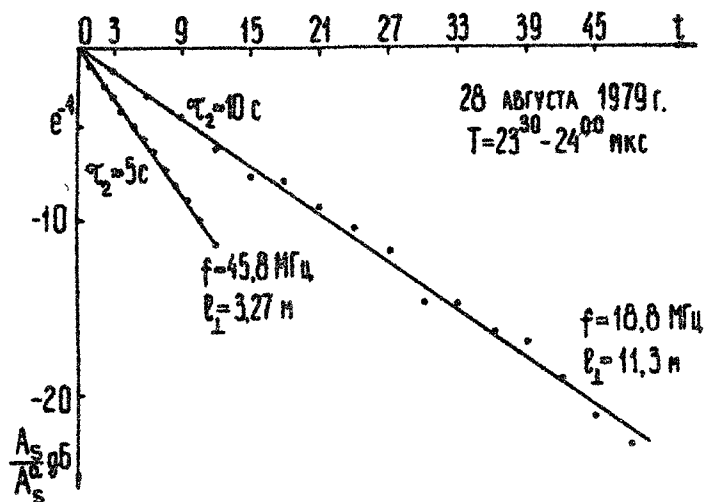
$$\Phi_n(x_1, t) = \Phi_n(x, 0) \frac{\exp(-2D_1 x_1^2 t)}{(1 + 8D_1 t / l_3^2)^{\frac{n+1}{2}}}, \quad (25)$$

$$l_3 \approx 2l_{||} L_x / \sqrt{l_{||}^2 + 4L_x^2}.$$

Отсюда можно видеть принципиальную возможность объяснения двухступенчатого характера и степенного закона релаксации ИИТ. При этом, однако, возникает ряд затруднений. Если предположить, например, что экспоненциальный характер релаксации обусловлен поперечной диффузией, то определённый из эксперимента коэффициент D_1 оказывается равным $10^2 + 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$, т.е. примерно соответствующим коэффициенту поперечной электронной диффузии D_{e1} . Последнее, однако, в рамках линейной теории диффузии [40] возможно лишь при условии $(l_{||}/l_{\perp}) > 10^4$, при котором продольные масштабы $l_{||}$ для $l_{\perp} \approx 3$ м оказываются большими толщины слоя, содержащего МИИТ. С другой стороны, определённый из эксперимента коэффициент $D_{||}$ в ряде случаев оказывается существенно меньшим коэффициента $D_{e||}$ и близок по величине к $D_{i||} \approx (2+5) \cdot 10^9 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ (см. в связи с этим [41]). Вызывает затруднения и объяснение экспоненциального характера МИИТ в поздние вечерние часы при $t_p \propto l_{\perp}^{0.5}$ (см. рис. 12), ибо в этом случае, оставаясь в рамках проведённого рассмотрения, необходимо предположить, что ракурсный угол $\Delta\chi$ превышает угловые размеры ВО (см. (6)). Ещё большие затруднения связаны с объяснением наблюдаемым иногда в ночные часы аномально большим временем релаксации, соответствующих $D_{e1} < 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$. Возможно, что в этих случаях необходимо привлечь для объяснения характера релаксации нелинейные процессы, приводящие к перекачке энергии турбулентности со стороны больших масштабов.

В связи с этим следует отметить, что описанные выше эффекты пиков и переноса модуляции свидетельствуют, в свою очередь, о том, что на начальных стадиях возбуждения МИИТ её релаксация может протекать достаточно быстро. Поскольку вопрос о релаксации ИИТ может иметь важное значение и для выяснения механизмов возбуждения неодно-

родностей в естественных условиях, представляется необходимым дальнейший экспериментальный и теоретический анализ процессов релаксации.



Р и с.12. Характер релаксации МИИТ различных масштабов

В настоящее время вряд ли вызывает сомнение утверждение о том, что плазменные волны, эффективно нагревающие ионосферную плазму, играют определяющую роль в возбуждении МИИТ [42]. Ряд параметров, характеризующих МИИТ (пороги возбуждения, величина инкрементов, гистерезисные явления, форма спектра), укладывается в схемы тепловых неустойчивостей, рассмотренных в [42]. Возможно, определенную роль может играть и дрейфовая неустойчивость.

Вместе с тем развитые теории пока не учитывают описанные выше особенности начальной стадии возникновения МИИТ, когда существенную роль могут играть, по-видимому, распространение волн температуры и концентрации через область, ответственную за трансформацию радиоволн, а также продольная электронная диффузия плазмы.

Предстоит понять ещё и некоторые особенности средне-масштабной и крупномасштабной ИИТ (плавное падение

спектра в области $l_{\perp} < 200 + 300$ м, изотропию неоднородностей в плоскости, ортогональной \vec{H}), наиболее вероятным механизмом возбуждения которой представляется самфокусирующая неустойчивость [43].

С экспериментальной точки зрения необходимо получение дальнейших доказательств пространственной "локальности" ИИТ на начальной и развитой стадиях их возбуждения, получение прямых сведений об анизотропии ИИТ и форме её спектра вдоль \vec{H} . Весьма важным представляется вопрос о форме $\Phi_N(\alpha_{\perp})$ в области масштабов $l_{\perp} \approx \lambda_0$, с тем чтобы выяснить роль нелинейной перекачки в образовании масштабов $50 \ll l_{\perp} \leq 100$ м.

Литература

1. Utlaut W.F., Violette E.J., - Radio Sci., 1974, 9, N.11, p.895.
2. Allen E.M., Thome G.D., Rao P.B., - Radio Sci., 1974, 9, N. 11, p.905.
3. Thome G.D., Blood D.W., - Radio Sci., 1974, 9, N. 11, p.917.
4. Fialer P.A. - Radio Sci., 1974, 9, N. 11, p.993.
5. Minkoff J., Kugelmann P., Weissman I., - Radio Sci., 1974, 9, N.1, p.941.
6. Bowhill S.A., - Radio Sci., 1974, 9, N. 11, p.975.
7. Ютло У., Коен Р. - УФН, 1973, 109, №2, с.371.
8. Гетманцев Г.Г., Комраков Г.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 10, с.621.
9. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. и др. - УФН, 1974, 113, вып.4, с.732; Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 4, с.516.
10. Гетманцев Г.Г., Ерухимов Л.М. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, № 12, с.1909.
11. Booker H.G., - J.Atmos.Terr.Phys., 1956, 8, p. 204.
12. Ерухимов Л.М. - Изв.вузов. Радиофизика, 1962, 5, № 5, с.839.
13. Воденеева Д.К., Митяков Н.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1961, 4, № 6, с.1013.
14. Рыжов Ю.А. - ЖЭТФ, 1972, 62, № 3, с.924.
15. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 9, с.1273.

16. Метелев С.А. - Изв.вузов. Радиофизика. (в печати).
17. Фролов В.Л. - Канд.дис. [Рукопись]. Горький, 1979 (НИРФИ)
18. Gordon W.E., Carlson H.C.-Radio Sci.,1974,9, N11, p.1041.
19. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику, ч.П. М.,Наука, 1978.
20. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
21. Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. - Изв.вузов. Радиофизика (в печати).
22. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22 , № 10, с.437.
23. Намазов С.А. XII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн (г.Томск) Тезисы докладов, ч.1, с.42. М., 1978.
24. Алимов В.А., Ерухимов Л.М., Пыркова Т.С. - Геомагн. и аэрон., 1971, 11 , № 5, с.790.
25. Ерухимов Л.М. - Геомагн. и аэрон., 1962, 2, с.688.
26. Ерухимов Л.М. - Канд.дис. [Рукопись]. Горький, 1965, (ГГУ).
27. Митякова Э.Е., Мясников Е.Н., Рахлин А.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20 , № 6, с.939.
28. Беленов А.Ф. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, № 12, с.1805.
29. Rao P.B., Thome G.D.- Radio Sci.,1974,9, N11, p.987.
30. Haslet J.C., Megill L.R.-Radio Sci.,1974,9, N11, p.1005.
31. Fejer J.A., Graham K.N.-Radio Sci.,1974,9, N11, p.1081.
32. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21 , № 12.
33. Коровин А.В., Метелев С.А. и др. - В кн.: Нелинейные явления в ионосфере. Тезисы докладов, Мурманск, 1979.
34. Minkoff J., Kreppel R.- J.G.Res.,1976,81, N16, p2844
35. Ерухимов Л.М., Мясников Е.Н., Фролов В.Л. - Тезисы докладов 2-го Всесоюз. совещания по неоднородной структуре ионосферы. Ашхабад, 1979, с.38.
36. Мясников Е.Н., Фролов В.Л. Тезисы докладов 2-го Всесоюз. совещания по неоднородной структуре ионосферы. Ашхабад, 1978, с.66.

37. Ерухимов Л.М., Митякова Э.Е., Мясников Е.Н. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, № 12.
38. Ерухимов Л.М. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, 22, № 10.
39. Крохмальников Е.Б., Новожилов В.И. - Геомагн. и аэрон., 1978, 18, № 1.
40. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М., Наука, 1974.
Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. - УФН, 1967, 19, № 4, с.609.
41. Голант В.Е. - УФН, 1963, 79, № 3, с.377.
42. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1975, 69, с.176; ЖЭТФ, 1977, 73, с.929; Физика плазмы, 1976, 2, с.113.
Грач С.М. и др. - Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с.1321 с.1330.
43. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 26, № 8, с.529.
Perkins F.W., Valeo E.J. - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, N 22, p.1234.
44. Barry G.H. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.1025.

ТЕПЛОВАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

С.М.Грач, Н.А.Митяков, В.О.Рапопорт, В.Ю.Трахтенгерц

Введение

При воздействии высокочастотного электромагнитного поля на столкновительную плазму происходит интенсивный нагрев электронов. Плазма становится неравновесной, с избытком свободной энергии и может перейти в новое состояние с неоднородным распределением температуры, плотности и электромагнитного поля. Происходит, таким образом, тепловое расслоение плазмы. Этот процесс по аналогии с турбулизацией плазмы в высокочастотном поле, связанной с параметрической неустойчивостью под действием стрикционных сил, целесообразно назвать тепловой параметрической неустойчивостью (ТПН).

ТПН и сопровождающее её расслоение изотропной плазмы впервые рассматривались в работе В.А.Миронова десять лет назад [1]. Характерный масштаб неоднородностей концентрации плотности в изотропной плазме согласно [1] составляет $L_T = l_e \delta^{-1/2}$ (L_T - длина теплопроводности, l_e - длина свободного пробега электронов, δ - доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей) и для большинства практически интересных случаев существенно превышает длины волн собственных колебаний плазмы. Поэтому, несмотря на крайне низкие пороги неустойчивости, этому явлению не придавалось особого значения.

Интерес к тепловому расслоению плазмы резко возрос в связи с экспериментами последних лет по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферу [2-13]. В этих экспериментах были обнаружены новые явления, в частности необычное расслоение плазмы на неоднородности, сильно вытянутые вдоль геомагнитного поля, с поперечными размерами, меньшими длины волны накачки [3-6, 9-13]. Такие неоднородности наблюдались и в тех случаях, когда интенсивность волны накачки была заведомо ниже порога стрикционной параметрической неустойчивости W_n^c , с которой обычно связывали турбулизацию плазмы в поле сильной электромагнитной волны*). Время развития и релаксации мелкомасштабных неоднородностей плазмы составляло несколько секунд, что близко к характерному времени релаксации температуры электронов $(\delta \nu_e)^{-1}$. Анализ экспериментальных данных позволил сделать предположение о важной роли тепловых параметрических эффектов в ионосфере. Впервые такое предположение было сделано Перкинсом в 1974 г. [14]. В работах [15-23] было проведено детальное исследование линейной стадии тепловой параметрической и резонансной неустойчивостей в плазме с магнитным полем. В отличие от изотропной, в магнитоактивной плазме минимальный поперечный масштаб неоднородностей определяется гирорадиусом электронов ρ_e , который в ионосферных условиях существенно меньше длины свободного пробега и близок к характерным длинам плазменных волн. Последнее обстоятельство обуславливает высокую эффективность трансформации исходной электромагнитной волны на этих неоднородностях в продольные собственные колебания плазмы [24]. В работах [16, 17, 20-23] была показана важная роль регулярной неоднородности среды в развитии тепловых параметрических эффектов в ионосфере.

*) В однородной плазме $W_n^c = \left(\frac{W_t}{NT_e} \right)_n = 4 \nu_e / \omega$

где W_t - плотность энергии волны накачки, N и T_e - концентрация и температура электронов, ν_e - частота электронных соударений.

В последние годы были предприняты попытки построения нелинейной теории ТПН [25-27]. В частности, в работах [26,27] приведены численные и аналитические решения нелинейных уравнений, описывающих тепловое расслоение однородной магнитоактивной плазмы в ряде предельных случаев. Детальное рассмотрение этих решений содержится в обзоре А.Г.Литвака и В.А.Миронова [28].

Нелинейная теория ТПН, на наш взгляд более адекватная ионосферным условиям, была развита в статье [25]. В настоящем обзоре суммируются результаты работ [15-19, 25] по тепловому мелкомасштабному расслоению ионосферной плазмы. Кроме того, ниже приводится ряд новых результатов по нелинейной теории ТПН, включающих анализ спектров неоднородностей плотности и плазменных волн, а также зависимости аномального ослабления волны накачки от её начальной интенсивности. Приводится также сопоставление теории с результатами экспериментов по воздействию на ионосферу КВ-радиоизлучением.

1. Линейная стадия ТПН

Пусть на плазму с магнитным полем \vec{H} и градиентом плотности ∇N , направленным вдоль оси z , падает электромагнитная волна обыкновенной поляризации с частотой ω_t и волновым вектором $\vec{k}_t \parallel \nabla N$ (поперечная волна накачки). В области от $v_1 = 1 - \omega/\omega_{pe}$ до $v_2 = 1$ ($v = \omega_{pe}^2/\omega^2$, $\omega = \omega_{he}^2/\omega^2$, ω_{pe} и ω_{he} - плазменная и циклотронная частоты электронов) поперечная волна может трансформироваться в продольную (плазменную) волну с частотой $\omega \sim \omega_t$ и волновым вектором \vec{k} вследствие рассеяния на неоднородностях плотности плазмы [24]. Нагрев электронной компоненты суммарным полем поперечной и продольной волн и вытеснение плазмы из прогретых областей в результате процесса термодиффузии приводят к усилению низкочастотных возмущений, что, в свою очередь, увеличивает эффективность рассеяния высокочастотных волн. Задача о ТПН сводится, таким образом, к решению самосогласованной системы уравнений, описывающей взаимодействие высокочастотных волн

и низкочастотных возмущений, возникающих в результате нагрева плазмы. В настоящем разделе приводится эта система, и рассматривается начальная стадия неустойчивости.

Распространение высокочастотных волн в неоднородной плазме хорошо описывается уравнениями геометрической оптики. Напряженность электрического поля плазменных волн удобно поэтому разложить в интеграл Фурье по времени и координатам, ортогональным ∇N :

$$\vec{E}_l(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d(\Delta\omega) d\vec{k}_p \vec{E}_{\vec{k}_p\omega} \exp[-i(\omega_l + \Delta\omega)t + i\vec{k}_p \vec{r}], \quad (1.1)$$

причем в приближении геометрической оптики

$$\vec{E}_{\vec{k}_p\omega}(z) = \vec{a} A_{\vec{k}_p\omega}(z) \exp\left[i \int_{z_1}^z k_z(z', \vec{k}_p) dz'\right], \quad (1.1')$$

где \vec{a} — вектор поляризации волны, $\Delta\omega = \omega_l - \omega$, ω_l — частота волны в линейном приближении, k_z — проекция волнового вектора плазменной волны на ось z .

Для медленно меняющейся амплитуды $A_{\vec{k}_p\omega}$ справедливо следующее уравнение переноса:

$$\begin{aligned} & \left(\gamma - i\Delta\omega + \frac{1}{2} \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) A_{\vec{k}_p\omega} + v_z \frac{\partial A_{\vec{k}_p\omega}}{\partial z} = i \int \beta_{ll} d\Omega d\omega' d\vec{k}_p' \times \\ & \times d\vec{x}_p A_{\vec{k}_p'\omega'} n_{\vec{x}_p\Omega} \exp\left[-i \int_{z_1}^z (k'_z - k_z + x_z) dz'\right] \delta(\omega - \Omega - \omega') \times \\ & \times \delta(\vec{k}_p - \vec{x}_p - \vec{k}_p') + i \int \beta_{lt} d\Omega d\vec{x}_p A_t n_{\vec{x}_p\omega} \exp\left[-i \int_{z_1}^z (k_t - k_z + \right. \\ & \left. + x_z) dz'\right] \delta(\vec{k}_p - \vec{x}_p) \delta(\omega - \Omega - \omega_t). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь γ - линейный коэффициент затухания волны ($\gamma = \frac{\nu_e}{2}$),
 v_z - проекция групповой скорости на ось z .

Правая часть уравнения (1.2) учитывает рассеяние в волну $A_{\vec{k}_p, \omega}$ плазменной $A_{\vec{k}_p, \omega'}$ и поперечной A_t волн на неоднородной структуре плазмы, причем $n_{z, \Omega} = \int d\vec{p} dt n(\vec{r}, t) \exp(-i\Omega t + i\vec{z}, \vec{p})$ Фурье-составляющая возмущений электронной концентрации $n = N - N_0$. Поляризационные коэффициенты β_{tt} и β_{et} определяются равенствами:

$$\beta_{tt, ee} = \text{Re} \frac{\omega^2 \partial (a_i^{t, e} \epsilon_{ij}^{(n)} a_j^{t'})}{\partial N} \frac{\partial (\omega^2 a_i^e \epsilon_{ij}^{(n)} a_j^e)^{-1}}{\partial \omega},$$

где a_i - компоненты вектора поляризации \vec{a} , $\epsilon_{ij}^{(n)}$ - эрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости. Связь между ω , k_z , \vec{k}_p и \vec{a} определяется линейными дисперсионными соотношениями:

$$\det \left\| -k^2 \delta_{ij} + k_i k_j + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij}^{(n)} \right\| = 0,$$

$$D = -k^2 + |\vec{k} \vec{a}|^2 + \frac{\omega^2}{c^2} a_i \epsilon_{ij}^{(n)} a_j = 0, \tag{1.3}$$

откуда для плазменной волны имеем

$$3u v k^4 \rho_e^2 - (1 - u - v + u v \cos^2 \theta) k^2 + \left[2(1 - v)^2 + u v \cos^2 \theta - u(2 - v) \right] k_0^2 = 0, \tag{1.4}$$

где $\rho_e = v_{te} / \omega_{pe}$ - гирорадиус электрона, θ - угол между \vec{k} и \vec{H} , $k_0^2 = \omega^2 / c^2$. Поляризация плазменной волны для случая практически продольная и $\vec{a} = \vec{k} / |\vec{k}|$.

Полагая $A_{\vec{k}_p, \omega} = A_t \delta(\omega - \omega_t) \delta(\vec{k}_p)$ и интегрируя обе части (1.2) по ω , \vec{k}_p , получаем уравнение переноса для поперечной волны, распространяющейся вдоль оси z :

$$\left(i \Delta \omega_t + \gamma + \frac{1}{2} \frac{\partial v_t}{\partial z} \right) A_t + v_t \frac{\partial A_t}{\partial z} = i \int \beta_{tt} d\Omega d\vec{x}_p A_t n_{z, \Omega} \times \exp \left[-i(k_t - k_z - z) \right] \delta(\omega - \Omega - \omega_t) \delta(\vec{k}_p - \vec{x}_p) \tag{1.5}$$

В уравнении (1.5) не учтено слабое обратное рассеяние плазменной волны в поперечную.

Возмущения электронной плотности $n(\vec{r}, t)$ образуются в результате нагрева электронного газа суммарным полем поперечной и плазменной волн (источником $q = \vec{E} \hat{\delta} \vec{E}^*$) с последующим вытеснением плазмы из прогретых областей из-за процессов термодиффузии. Эти процессы описываются диффузионными уравнениями переноса тепла и плотности плазмы. Поскольку коэффициенты диффузии и теплопроводности вдоль магнитного поля существенно больше поперечных коэффициентов, неоднородности температуры и концентрации электронов оказываются сильно вытянутыми вдоль внешнего магнитного поля ($\vec{x} \perp \vec{H}$).

При направлениях магнитного поля, близких к направлению оси z , уравнения для фурье-составляющих $T_{\vec{x}, \Omega}$ и $n_{\vec{x}, \Omega}$ в этом случае имеют вид

$$\left(\frac{\partial^2 T_{\vec{x}, \Omega}}{\partial z^2} \right) - L_T^{-2} T_{\vec{x}, \Omega} = - (q_{\vec{x}, \Omega} / D_T); \quad (1.6)$$

$$\left(\frac{\partial^2 n_{\vec{x}, \Omega}}{\partial z^2} \right) - L_N^{-2} n_{\vec{x}, \Omega} = - \left(\kappa_T N / T_e \right) \left[\frac{d^2 T_{\vec{x}, \Omega}}{dz^2} - L_{N0}^{-2} T_{\vec{x}, \Omega} \right], \quad (1.7)$$

где $L_T = \left[\frac{D_T}{-i\Omega + (\delta + \delta_1) \nu_e} \right]^{1/2}$; $L_N = \left(\frac{D_N}{-i\Omega + 2\delta_1 \nu_e} \right)^{1/2}$;

$$L_{N0} = L_N (\Omega = 0); \quad \delta_1 = \alpha^2 \rho_e^2,$$

для случая столкновений электронов с ионами $\delta = 2 m / M$ (m и M - массы электрона и иона); $D_N = 2 T_e / M \nu_{im}$; $D_T = T_e / m \nu_e$; T_e - температура электронов ($T_e = T_i$); ν_{im} - частота столкновений ионов с нейтралами. Продольная теплопроводность и амбиполярная диффузия плазмы определяются коэффициентами D_T и D_N , а поперечные учитываются величинами δ_1 и $2\delta_1$.

Источник нагрева в уравнении теплопроводности (1.6) можно представить в виде

$$q_{\vec{x}, \Omega} = q_{\vec{x}, \Omega}^{tl} + q_{\vec{x}, \Omega}^{ll}; \quad (1.8)$$

$$Q_{\vec{x}_p, \Omega}^{ll} = \frac{4}{3N} \int d\vec{k}_p d\omega (\bar{a}_t \hat{\sigma} \bar{a}_t^*) \delta(\vec{k}_p + \vec{x}_p) \delta(\omega + \Omega - \omega_t) \times \\ \times \exp \left[-i \int^z (\kappa_z - \kappa_t - \alpha_z) dz' \right] + \text{к.с.} ;$$

$$Q_{\vec{x}_p, \Omega}^{ll} = \frac{2}{3N} \int d\vec{k}_p d\vec{k}'_p d\omega d\omega' A_{\vec{k}_p, \omega} A_{\vec{k}'_p, \omega'}^* \bar{a}_t \hat{\sigma} \bar{a}'_t^* \times \\ \times \exp \left[-i \int^z (\kappa_z - \kappa'_z - \alpha_z) dz' \right] \delta(\vec{k}_p - \vec{k}'_p - \vec{x}_p) \delta(\omega - \omega' - \Omega) + \text{к.с.}^*$$

Источник $Q_{\vec{x}_p, \Omega}^{ll}$ связан с нагревом электронов при сбивании поперечной и плазменной волн, источник $Q_{\vec{x}_p, \Omega}^{ll}$ - с нагревом продольными волнами.

Система уравнений (1.2), (1.5) - (1.8) полностью описывает процесс ТПН в плазме с магнитным полем. Анализ системы мы начнём с линейной стадии неустойчивости. На линейной стадии амплитуда волны накачки считается заданной, что позволяет исключить из рассмотрения уравнение (1.5), а амплитуды плазменных волн и возмущений плотности - бесконечно малыми ($\rho_{\vec{x}_p, \Omega}, A_{\vec{k}_p, \omega} \rightarrow 0$). При этом можно пренебречь многократным рассеянием плазменных волн (второй член в правой части (1.2) и источником нагрева $Q_{\vec{x}_p, \Omega}^{ll}$ в (1.6).

Однородная среда. В этом случае $\nabla N = 0$, и величины $A_{\vec{k}_p, \omega}, \kappa_t$ и κ_z в (1.2), (1.8) не зависят от z . Система дифференциальных уравнений (1.2), (1.6), (1.7) легко преобразуется в систему алгебраических уравнений, из которой следует дисперсионное уравнение ТПН:

$$\left[-i\Omega + (\delta + \delta_1) \nu_e \right] (-i\Omega + 2\delta_1 \nu_e) = \\ = 2\delta_1 \nu_e \bar{a}_t \hat{\sigma} \bar{a}_e \beta_{tt} \Delta \omega A_t^e / 3T_e (\gamma^2 + \Delta \omega^2). \quad (1.9)$$

* В комплексно-сопряженные величины входят дельта-функции с изменёнными знаками в аргументах: $\delta(\vec{k}_p - \vec{x}_p) \times \delta(\omega_t - \omega + \Omega)$ и $\delta(\vec{k}_p - \vec{k}'_p + \vec{x}_p) \delta(\omega - \omega' + \Omega)$.

Очевидно, что $\text{Re } \Omega = 0$ (неустойчивость аперриодическая), а инкремент $\rho = \text{Im } \Omega$ максимален при расстройке $\Delta \omega = \gamma \approx \frac{\nu_e}{2}$. Порог неустойчивости определяется выражением ($\mu \ll 1$)

$$\omega_n = \left| \frac{A_e^2 |\bar{a}_t \bar{a}_e|^2}{8\pi N T_e} \right|_{\text{пор}} = \frac{4}{3} \frac{\nu_e}{\omega} (\delta + \delta_1). \quad (1.10)$$

Надпороговое значение инкремента неустойчивости

$$\rho = \frac{4}{9} \left(1 + \frac{\delta}{3\delta_1} \right)^{-1} \omega (\omega - \omega_n). \quad (1.11)$$

Важно, что в области крупных масштабов $\delta_1 = \pi^2 \rho_e^2 < \delta$ порог (1.10) не зависит от размеров неоднородностей, а в другом пределе растет с уменьшением масштаба. Значение порога ω_n существенно (в δ^{-1} раз) меньше, чем для стрикционной параметрической неустойчивости. Это связано с тем, что на поперечных масштабах, превышающих гирорадиус электрона ρ_e , сила теплового давления плазмы $f_T = \nabla^2 (N T_e)$ оказывается больше силы стрикционного давления

$$f_c = (1 - \epsilon) \nabla |E|^2 / 8\pi.$$

Отметим, что при прочих равных условиях пороговое значение квадрата амплитуды поля волны A_e^2 определяется скалярным произведением векторов поляризации волны накачки и плазменной волны $\bar{a}_t \bar{a}_e$. Для рассеяния волны накачки на вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностях электронной концентрации плазменные волны имеют $\vec{k} \perp \vec{H}$, а следовательно и $\bar{a}_e \perp \vec{H}$. Поэтому фактор $|\bar{a}_t \bar{a}_e|$ близок к единице только для случая квазипродольного распространения волны накачки ($\mu \sin^4 \alpha / 4 \cos^2 \alpha \ll (1 - \nu)^2$, α - угол между \vec{H} и осью z). С другой стороны, условие $\vec{k} \perp \vec{H}$ означает, что ТПН возбуждается на частотах, близких к частоте верхнего гибридного резонанса $1 - \mu - \nu = 0$. Отсюда следует условие на угол α между \vec{k}_t и \vec{H} :

$$\frac{\sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha} < \mu, \quad (1.12)$$

при котором фактор $|\bar{a}_t \bar{a}_e| \sim 1/\sqrt{2}$. В обратном случае (квазипоперечное распространение волны накачки) фактор $|\bar{a}_t \bar{a}_e| \ll 1$, и порог ТПН резко возрастает.

Неоднородная среда. Пусть электронная концентрация плазмы линейно меняется вдоль оси z ($\nabla N \neq 0$) с характерным масштабом L , т.е. $v = z/L$, а угол α между H и осью z достаточно мал, так что выполняется условие (1.12). Существенного отличия от случая однородной среды следует ожидать, когда размеры области сильного обмена энергией между взаимодействующими волнами (определяемые, как будет видно далее, масштабом пространственного синхронизма $l_c = |\partial(k_t - k_z - \varphi_z)/\partial z|^{-1/2}$) малы по сравнению с характерными масштабами теплопроводности L_T и диффузии L_N , т.е. $l_c \ll L_N, L_T$. В этом случае нагрев плазмы для гармоники $\Omega_{\pm p}$ происходит на масштабе l_c вблизи точки синхронизма $z_c [k_z(z_c) = k_t(z_c) \pm \varphi_z]$ с последующим перераспределением энергии на масштабе теплопроводности $L_{T0} = [D_T / (\delta + \delta_1) \nu_e]^{1/2} \gg l_c$. Кроме того, в неоднородной плазме характерное время жизни плазменных волн в области взаимодействия определяется не затуханием плазменных волн $\tau_1 = \nu_e^{-1}$, а их выносом из области синхронизма $\tau_2 = l_c / v_z < \tau_1$. Указанные обстоятельства увеличивают порог ТПН в неоднородной среде на множитель, равный

$$\chi = \frac{\tau_1}{\tau_2} \frac{l_{T0}}{l_c} = \frac{l_e \omega}{2L(\delta + \delta_1)^{1/2} \nu_e} \gg 1, \quad (1.13)$$

где $l_e = (T/m \nu_e^2)^{1/2}$ — длина свободного пробега электронов.

Строгие расчеты [17] приводят к следующему дисперсионному уравнению ТПН в неоднородной плазме:

$$\frac{L_T^{-1} + L_N^{-1}}{1 + L_T L_N / L_{N0}^2} = \frac{A_t^{(1)} A_t^{(2)} |\vec{a}_e \vec{a}_t|^2}{6NT} \frac{L}{l_e^2} \cos \psi \exp\left(-2 \int_{z_c}^{z_1} \gamma d\xi / v_z\right),$$

где $\psi = 2 \int_0^{z_1} k_t d\xi + \sum_{\pm} \int_{z_c}^{z_1} [k_t - k_z(\pm \vec{x}_p) \mp \varphi_z + \frac{\Delta\omega}{v_z}] d\xi, \quad (1.14)$

$A_t^{(1)}$ и $A_t^{(2)}$ — амплитуды падающей и отраженной электромагнитных волн. Из (1.14) непосредственно следует выраже-

ние для порога неустойчивости:

$$\omega'_n = \left(A_t^{(1)} A_t^{(2)} |\vec{a}_e \vec{a}_t|^2 / 8\pi N T \right)_n = \omega_n \chi \exp\left(2 \int_{z_c}^{z_1} \gamma dz / v_z\right) / \cos \psi, \quad (1.15)$$

где ω_n - значение порога ТПН в однородной среде и за - дано выражением (1.10). Мы видим, что соотношения (1.15) помимо χ содержит ещё два дополнительных множителя. Их присутствие обусловлено тем, что в рассмотренных ус - ловиях ТПН возникает лишь при наличии точек поворота для плазменной и электромагнитной волн. При этом экспонента характеризует затухание плазменной волны на пути от точ - ки синхронизма z_c до точки поворота z_1 плазменной волны и обратно, а $\cos \psi$ - интерференцию прямых и отраженных волн. Отметим, что минимальный порог неустойчивости имеет мес - то при $\cos \psi = 1$. Это условие легко удовлетворяется ав - томатическим выбором отстройки $\Delta \omega$. Зависимость порога ТПН от поперечного масштаба в неоднородной плазме ока - зывается согласно выражению (1.15) менее резкой, чем в однородной среде.

К существенному снижению порога неустойчивости мо - жет привести неизотермичность плазмы. Так, в работе [19] показано, что при $\delta_{en} \nu_{en} \ll \delta_{ei} \nu_{ei}$ (ν_{ei}, ν_{en} - частоты столкно - всний электронов с ионами и нейтралами, δ_{ei}, δ_{en} - доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тя - желой частицей соответствующего сорта) порог ТПН снижа - ется с ростом $\tau = T_e / T_i$, а при $\tau \gg 1,58$ неус - тойчивость становится беспороговой.

При достаточно сильной надпороговости

$$\max(\delta / \delta_1; \sqrt{\delta_1 / \delta}) \ll \ell_e A / \sqrt{\delta} \ll \sqrt{\delta_1 / \delta} (M \nu_{im} / m \nu_e)^{3/4},$$

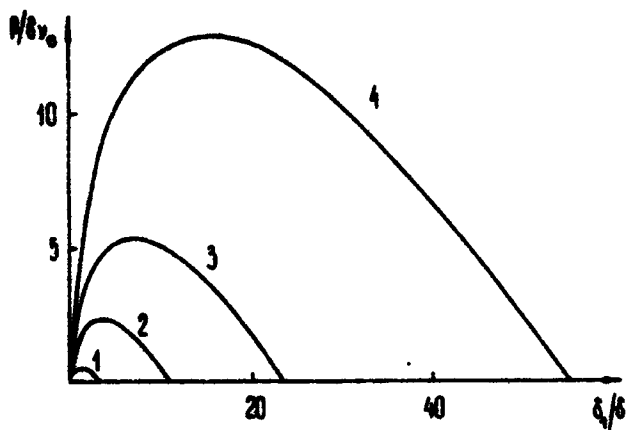
инкремент приближенно равен

$$\rho \approx \nu_e (\delta_1 |\vec{a}_e \vec{a}_t|^2 L A_t^{(1)} A_t^{(2)} / \ell_e 8\pi N T)^{2/3}$$

и растет с уменьшением масштаба $\delta_1^{-1/2}$. При дальнейшем увеличении амплитуды волны накачки

$$\rho \approx D_\alpha A^2 = (2L^2 \ell_e^2 / \ell_e^4) (A_t^{(1)} A_t^{(2)} / 8\pi N T)^2 |\vec{a}_e \vec{a}_t|^2 \nu_{im}, \quad (1.16)$$

где l_i — длина свободного пробега иона. Зависимость инкремента ρ от δ_1/δ при различных $\omega_0 = l_e A/\sqrt{\delta}$ приведена на рис.1. Кривая 1 соответствует $\omega_0 = 2$, кривая 2 — $\omega_0 = 3,5$, кривая 3 — $\omega_0 = 5$, кривая 4 — $\omega_0 = 7,5$.



Р и с. 1

При $\rho \gg \delta v_e$, $\delta_1/\delta \gg 1$ максимальный инкремент $\rho_{max} \approx 0,58 v_e l_e^2 A^2$ получается при $(\delta_1/\delta)_{opt} \approx 0,75 l_e^2 A^2/\delta$. При увеличении интенсивности волны накачки резко растет ширина спектра неоднородностей. Важно также, что порог уменьшается, а инкременты растут с увеличением масштаба плазменного слоя $L = (dN/dz)^{-1}$, что в ионосфере соответствует приближению рабочей частоты к критической частоте.

Интересная особенность наблюдается с приближением частоты волны накачки к удвоенной гирочастоте электронов [18]. Так, в ионосферной плазме ниже максимума F-слоя, где градиенты концентрации плазмы ∇N и магнитного поля $\nabla |H|$ антипараллельны, даже слабая неоднородность магнитного поля ($\nabla \ln |H|/\nabla \ln N \sim 5 \cdot 10^{-2}$) приводит к существенному увеличению длины синхронизма l_c . Это влечет за собой заметное (в 8 — 10 раз) снижение порога ТПН по сравнению с далеким от резонанса $\omega_b \sim 2\omega_{ne}$ случаем.

Наконец, отметим, что расширение частотного спектра волны накачки $\Delta \omega^*$ в достаточно широких пределах $\Delta \omega^* \ll$

$\delta(L_{10}\omega_t/2L)$ не приводит к каким-либо существенным изменениям характера процесса на линейной стадии неустойчивости [30].

2. Нелинейная стадия ТПН

Развитая выше линейная теория ТПН позволяет определить пороговые значения интенсивности волны накачки, при которых возникает неустойчивость, а также инкременты неустойчивости. В то же время для описания таких важных характеристик мелкомасштабного расслоения плазмы, как стационарные спектры плазменных волн и неоднородностей плотности, величина аномального ослабления волны накачки и т.п., необходимо построение нелинейной теории ТПН.

Качественно нелинейная стадия ТПН выглядит следующим образом. С развитием неустойчивости и ростом амплитуды плазменных волн в первую очередь начинает сказываться нелинейный источник нагрева $Q_{T,R}$, обусловленный взаимодействием этих волн между собой. Подключение такого источника способствует развитию неустойчивости и росту трансформации энергии из волны накачки в плазменные волны и возмущения плотности. При достаточно больших интенсивностях волны накачки необходимо учитывать также многократное рассеяние плазменных волн, приводящее к растеканию их энергии по большому фазовому объему пространственных масштабов. Насыщение неустойчивости связано с пространственным затуханием волны накачки из-за рассеяния на неоднородностях плотности. Эти процессы и включаются в рассмотрение при анализе нелинейной стадии ТПН.

В дальнейшем за основу взято приближение слабой турбулентности (ПСТ) плазмы, когда все возмущения можно представить в виде набора квазисинусоидальных волн, слабо взаимодействующих между собой. При этом исходные уравнения удобно представить в виде пространственно-временного фурье-разложения по нормальным колебаниям линейной среды и применить метод итераций (как это обычно делается в ПСТ). Система уравнений, описывающая процесс ТПН в этом приближении приведена в первом разделе (уравнения (1.2), (1.5) - (1.8)).

Как известно, рамки применимости ПСТ в однородной плазме в случае резонансного взаимодействия (стрикцион — ная нелинейность) весьма узкие. Уже при отношении плотности энергии турбулентности к плотности энергии плазмы $W/NT > m/M$ (m и M — массы электронов и ионов) возможен "коллапс" плазменных волн и развитие сильной турбулентности [32, 33], когда ПСТ не применимо. Однако рамки применимости ПСТ существенно расширяются в неоднородной среде [34]. Кроме того, в рассматриваемом случае диссипативной нелинейности и магнитоактивной плазмы со столкновениями накопления плазменных волн в области больших масштабов, наиболее опасных с точки зрения развития сильной турбулентности, не происходит (см. далее в этом разделе).

Для описания нелинейной стадии ТПШ необходимо решать полную систему исходных уравнений (1.2), (1.5) — (1.7). В дальнейшем будут рассматриваться стационарные решения этих уравнений на стадии насыщения неустойчивости $(\partial/\partial t)=0$. Согласно выводам линейной теории (см. разд. 1) частотный спектр возбуждаемых неоднородностей очень узок. Это позволяет $n_{\vec{x}_p}$ приближенно представить в виде $n_{\vec{x}_p} = n_{\vec{x}_p} \delta(\Omega) e^{i\Omega t}$. При этом вместо (1.6) и (1.7) получаем одно интегральное уравнение

$$n_{\vec{x}_p}(z) = -\frac{NL_T}{2TD_T} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{\vec{x}_p}(z) \exp(-L_T^{-1}|z-z'|) dz' \quad (2.1)$$

Дальнейших упрощений можно добиться, предположив случайность фаз взаимодействующих плазменных волн и неоднородностей плотности. Физически это предположение вполне оправданно, особенно в условиях, когда в момент включения волны накачки в плазме уже имеются начальные неоднородности со случайным распределением. Такая ситуация типична для ионосферы. Случайному распределению фаз способствует и то обстоятельство, что плазменные волны обычно нарастают от уровня тепловых флуктуаций. И наконец, перемешиванию фаз способствует пространственная неоднородность среды.

Приближению случайных фаз соответствует дельта-коррелированность спектральных компонент $A_{\vec{k}_p}$ и $n_{\vec{x}_p}$ в нулевом приближении:

$$\langle A_{\vec{k}_p}^{(0)} A_{\vec{k}'_p}^{(0)*} \rangle = \frac{\delta \pi W_{\vec{k}_p}}{\partial D/\omega \partial \omega} \delta(\vec{k}_p - \vec{k}'_p), \quad (2.2)$$

$$\langle n_{\vec{x}_p} n_{\vec{x}'_p}^* \rangle = n_{\vec{x}_p}^2 \delta(\vec{x}_p - \vec{x}'_p),$$

где $W_{\vec{k}_p}$ - спектральная плотность энергии плазменных колебаний, $n_{\vec{x}_p}^2$ - спектр интенсивности флуктуаций электронной плотности, угловые скобки означают усреднение по ансамблю. Взаимодействие при этом обусловлено слабой корреляцией, возникающей при учете правых частей в уравнениях (1.2), (1.5) - (1.7).

После проведения в этих уравнениях стандартной процедуры усреднения по фазам (см., например, [35]) и интегрирования по координате \mathbf{z} с использованием метода стационарной фазы получим уравнения для плотности энергии волны накачки W_t , спектральной плотности энергии плазменных волн $W_{\vec{k}_p}$ и интенсивности флуктуаций плотности $n_{\vec{x}_p}^2$ (более подробно см. [25]). Далее будем считать магнитное поле \vec{H} направленным вдоль оси \mathbf{z} : $\vec{H} \parallel \nabla N \parallel \vec{k}_t \parallel \mathbf{z}$; $x_z = 0$. В этом предположении выкладки существенно упрощаются, а результат для достаточно широкого интервала углов $\alpha = \langle \vec{H} \nabla N \rangle$ практически не изменяется.

Уравнение для плотности энергии волны накачки W_t можно записать в виде

$$S_t(z) = v_t W_t = S_0 \exp[-\Gamma(z)]; \quad (2.3)$$

$$\Gamma(z) \approx a \int \int_0^{2\pi\infty} d\vec{x}_p n_{\vec{x}_p}^2; \quad a = \frac{\pi L \omega}{2 v_t N}. \quad (2.4)$$

Уравнение переноса энергии для плазменных волн представляет собой уравнение диффузионного типа с источником, своим происхождением обязанным взаимодействию плазменных волн с электромагнитными, причем диффузия в простран-

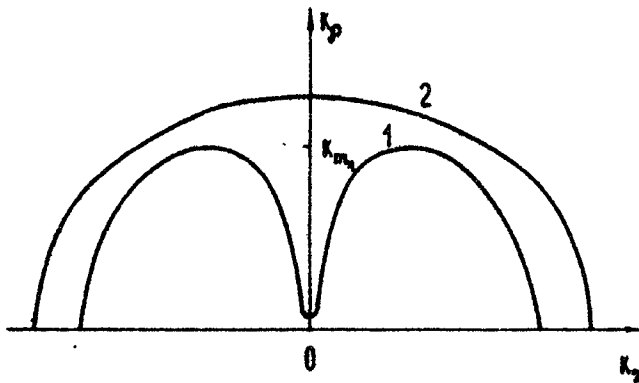
стве волновых векторов происходит вследствие перекачки плазменных волн по спектру на неоднородностях $\Pi \bar{x}_p$.

Для $W_{\vec{k}_p}$ имеем

$$\frac{\partial}{\partial z} (v_z W_{\vec{k}_p}) + v_{\text{г}} W_{\vec{k}_p} = \alpha v_z \int d\bar{x}_p W_{\vec{k}_p}(z) n_{\bar{x}_p}^2 \delta(\vec{k}_p - \bar{x}_p) \delta[z - z_c(\bar{x}_p)] + \frac{\pi v_{\text{г}} \Delta n^2 \omega^2}{2N^2} \frac{\partial}{\partial k_p^2} \left(\frac{1}{v_p^2 / k_p^2} \right)^2 \frac{\partial}{\partial k_p^2} \left(W_{\vec{k}_p} \frac{v_p^2}{k_p^2} \right), \quad (2.5)$$

где $\Delta n^2 = \int n_{\bar{x}_p}^2 d\bar{x}_p$ - полная интенсивность флуктуаций плотности, v_p - модуль поперечной групповой скорости плазменных волн.

Диффузия плазменных волн в пространстве z, k_p^2 происходит в соответствии с дисперсионным уравнением (1.4), определяющим зависимость $k_z(k_p^2)$ (рис.2). Граничным условием по z для уравнения (2.5) служит равенство нулю плотности энергии плазменных волн на входе в плазму ($z = z_1$). В качестве граничных условий в пространстве \vec{k} должно быть использовано условие обращения в нуль потока $\partial (W_{\vec{k}_p} \frac{v_p^2}{k_p^2}) / \partial k_p^2$ на концах интервала диффузии $k_p = 0, k_m$. Линия на плоскости $k_z(k_p)$, вдоль которой происходит диффузия, имеет довольно сложный вид и в некоторой области по z неоднозначна (см. рис. 2).



Р и с. 2

Для используемых ниже решений эта особенность несущественна, поэтому в дальнейшем положим $\kappa_m^2 = 4 \kappa_m^{*2}$ (кривая 1 на рис. 2) и $\kappa_m^2 = 2 \kappa_m^{*2}$ (кривая 2 на рис. 2), где κ_m^* — максимальное значение поперечного волнового вектора κ_p . В итоге

$$W_{\kappa_p} \Big|_{z=z_0} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \kappa_p^2} W_{\kappa_p} \frac{v_p^2}{\kappa_p^2} = 0, \quad \text{при} \quad \kappa_p^2 = 0, \kappa_m^2. \quad (2.6)$$

Дисперсионное уравнение плазменных волн (1.4) в интересующей нас области достаточно больших $\kappa_p \gg \kappa_0 = \frac{\omega}{r}$ удобно записать в следующем виде:

$$\tilde{\kappa}^4 - 2B \tilde{\kappa}^2 - \tilde{\kappa}_z^2 = 0, \quad (2.7)$$

где $2B = 1 - u - v / uv$, а безразмерное волновое число

$\tilde{\kappa}^2 = 3 \kappa^2 \rho_e^2$. Согласно (2.7) величина $\tilde{\kappa}_m^*$ равна

$$\tilde{\kappa}_m^{*2} = 3 \kappa_m^{*2} \rho_e^2 = \begin{cases} (B + 1/2)^2 & B \leq 1/2 \\ 2B & B \geq 1/2 \end{cases} \quad (2.8a)$$

$$(2.8b)$$

Вид поверхности волнового фронта $\kappa_p(\kappa_z)$, соответствующей уравнению (2.7), изображен на рис. 2 для случая (2.8a) (кривая 1) и для случая (2.8b) (кривая 2). Отметим, что уравнение (2.7) определяет следующую связь между κ_z и κ_p^2 :

$$\sqrt{3} \kappa_z \rho_e = \left(B + 1/2 - \tilde{\kappa}_p^2 \pm \sqrt{(B + 1/2)^2 - \tilde{\kappa}_p^2} \right)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Анализ уравнения (2.5) в общем случае довольно сложен. Решение (2.7) можно записать в двух предельных случаях. В случае $n_{\tilde{\kappa}_p}^2 \rightarrow 0$, характеризующем начальную стадию ТПН, диффузионный член не существует, и решение (2.5) имеет вид:

$$W_{\vec{k}_p} = \frac{\alpha v_t}{v_z} W_t(z_c) n_{\vec{x}_p}^2 \kappa_p \exp\left(-\int_{z_c}^z \frac{v_e}{v_z} dz'\right) \quad (2.10)$$

При вычислении (2.10) была взята линейная зависимость β от z : $\beta \approx z/2\omega L$.

В другом предельном случае, когда

$$\pi \omega^2 \Delta n^2 / v_p^2 N^2 \kappa_m^2 > 1, \quad (2.11)$$

возбуждаемые плазменные волны, прежде чем затухнуть из-за столкновений, успевают перераспределиться по различным поперечным масштабам вследствие многократного рассеяния. В этом случае энергия плазменных волн равномерно распределяется на интервале $(0, \kappa_m^2)$, и $W_{\vec{k}_p} = W_t / \pi \kappa_m^2$ (W_t — полная плотность энергии плазменных волн). Интегрируя, далее, (2.5) по \vec{k}_p , получим следующее уравнение для W_t :

$$\frac{\partial}{\partial z} (v_z W_t) + \left(v_e - \frac{\partial \ln \kappa_m^2}{\partial z} v_{zm} \right) W_t = \alpha v_t \int d\vec{x}_p W_t(z) n_{\vec{x}_p}^2 \times \\ \times \delta [z - z_c(\vec{x}_p)], \quad (2.12)$$

где $\bar{v}_z = \kappa_m^{-2} \int_0^{\kappa_m^2} d\kappa_p^2 v_z(\kappa_p)$; $v_{zm} = v_z(\kappa_m)$.

Учитывая, что, как правило, $v_e \gg \left| \frac{\partial \ln \kappa_m^2}{\partial z} v_z \right|$, для $W_{\vec{k}_p}$ из (2.12) имеем

$$W_{\vec{k}_p} = 2 \int_0^{\kappa_m(z)} \frac{\alpha v_t n_{\vec{x}_p}^2}{v_z \kappa_m^2(z_c)} \exp\left(-\int_{z_c}^z \frac{v_e}{v_z} dz'\right) \times \\ \times \vec{x}_p W_t(z_c) d\vec{x}_p \quad (2.13)$$

Выражение (2.13) допускает дальнейшее упрощение, если учесть, что в интересующем нас случае ионосферной плазмы наиболее быстро под интегралом (2.13) меняется множи-
 тель

$$\exp \left[- \int_{z_0}^{\infty} (v_e / \bar{v}_z) dz \right].$$

Используя метод перевала, найдем:

$$W_{\bar{\kappa}_p}(z) = \frac{\alpha v_e W_t(z) n_{\bar{\kappa}_p}^2 [z - z_c(\bar{\kappa}_p)]}{\bar{\kappa}_m^2 v_e dz_c / d\bar{\kappa}_p^2}. \quad (2.14)$$

В выражение (2.14) вошла производная $dz_c / d\bar{\kappa}_p^2$. Её величину можно найти, используя тот факт, что при $z = z_c$ выполнены условия синхронизма: $\kappa_z = \kappa_t$, $\bar{\kappa}_p = \bar{\kappa}_p$. Из дисперсионного уравнения (2.7) имеем

$$\bar{\kappa}_p^2 = B - \bar{\kappa}_t^2 + \sqrt{B^2 + \bar{\kappa}_t^2}, \quad (2.15)$$

$$\frac{dz_c}{d\bar{\kappa}_p^2} = \frac{\sqrt{B^2 + \bar{\kappa}_t^2}}{B + \sqrt{B^2 + \bar{\kappa}_t^2}} \left(\frac{dB}{dz} \right)^{-1} = \left[\psi_1(z) \frac{dB}{dz} \right]^{-1}.$$

В области $B < 0$, $B^2 \gg \bar{\kappa}_t^2$ спектральная плотность $W_{\bar{\kappa}_p}$ мала, поскольку

$$\psi_1(z) = (\bar{\kappa}_t^2 / 2B^2) \ll 1;$$

$$\bar{\kappa}_p^2 = \bar{\kappa}_t^2 \frac{1 - 2|B|}{2|B|} < \bar{\kappa}_t^2. \quad (2.15a)$$

Наоборот, при $B^2 \ll \bar{\kappa}_t^2$

$$\psi_1(z) = 1; \quad \bar{\kappa}_p^2 = \bar{\kappa}_p^2 = \bar{\kappa}_t^2, \quad (2.15b)$$

и при $B > 0$; $B^2 \gg \bar{\kappa}_t^2$

$$\psi_1(z) = 2; \quad \bar{\kappa}_p^2 = 2B > \bar{\kappa}_t^2. \quad (2.15b)$$

Отметим, что минимальные пороги ТПН, как следует из линейной теории неустойчивости (разд. 1), достигаются при $B < 0$, ($1 - \nu < \mu$). В то же время из

выражений (2.14) и (2.15) видно, что на нелинейной стадии ТПН основная доля энергии плазменных волн сосредоточена при $\beta > 0$, где $\varphi_1(z) \approx 2$. Поэтому в дальнейшем будем пользоваться выражением (2.15в) для $\varphi_1(z)$ и $\tilde{\alpha}_p^2(z)$.

Перейдем теперь к анализу низкочастотных возмущений в приближении случайных фаз. В этом приближении, используя соотношение (2.2), уравнение для спектральной интенсивности флуктуаций плотности $n_{\tilde{\alpha}_p}^2$ можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 n_{\tilde{\alpha}_p}^2 = A(\alpha_p) & \iint dz' dz'' \exp(-L_T^{-1}|z-z'| - L_T^{-1}|z-z''|) \times \\
 & \times \left\{ \int d\vec{k}_p W_{\vec{k}_p} W_t |\vec{a}_t \vec{a}_t|^2 \left[\exp\left(i \int_{z'}^{z''} \Delta k_t d\xi\right) + \text{к.с.} \right] \delta(\vec{k}_p - \vec{\alpha}_p) + \right. \\
 & + \int d\vec{k}_{p1} d\vec{k}_{p2} |\vec{a}_{t1} \vec{a}_{t2}|^2 W_{\vec{k}_{p1}} W_{\vec{k}_{p2}} \delta(\vec{k}_{p1} - \vec{k}_{p2} - \vec{\alpha}_p) \times \\
 & \left. \times \left[\exp\left(i \int_{z'}^{z''} \Delta k_t d\xi\right) + \text{к.с.} \right] \right\}, \quad (2.16)
 \end{aligned}$$

где $A(\alpha_p) = 2 k_T^2 / g (1 + \alpha_p^2 \rho_e^2 \delta^{-1}) \delta l_e^2 T^2 N^2$;

$\Delta k_t = k_t - k_z$; $\Delta k_l = k_{z1}(\vec{k}_{p1}) - k_{z2}(\vec{k}_{p2})$;

\vec{a}_t — вектор поляризации продольных волн. При написании (2.16) не принята во внимание корреляция фаз между стоковой и антистоксовой компонентами плазменных волн. Как показано в разд. 1, эта корреляция на линейной стадии существенно сказывается на виде первого члена в правой части (2.16), приводя к появлению интерференционного множителя $[\cos \psi$ [см. (1.14)]] . На развитой стадии неустойчивости эта корреляция из-за многократного рассеяния может разрушаться, при этом вклады стоковой и антистоксовой компонент в нагрев будут просто суммироваться. В

то же время на виде второго члена в правой части (2.16) корреляция стоксовой и антистоксовой компонент плазменных волн сказывается мало.

Правую часть (2.16) можно существенно упростить, если учесть, что множители $\exp\left(i \int_{z'}^{z''} \Delta k_{t,e} dz\right)$ являются быстро осциллирующими функциями. При этом первый член можно проинтегрировать по z' и z'' методом стационарной фазы. Имеем:

$$\left(\pi/2 \left| \frac{\partial \Delta k_t}{\partial z} \right|_{z_t}\right) W_{\vec{k}_p}(z_c) W_t(z_t) \exp\left[-2L_T^{-1}|z-z_c(x_p)|\right]. \quad (2.17)$$

Второй член (2.16) можно преобразовать следующим образом. Как уже указывалось, взаимодействие плазменных волн наиболее эффективно протекает при $k_{z1} \approx k_{z2}$ ($|k_{p1}| \approx |k_{p2}| \approx |k_{p1} - \vec{x}|$), и максимальный вклад в интеграл дает область, где $\Delta k_e = 0$. Раскладывая k_{z2} в ряд по k_{p1}^2 вблизи $k_{p2}^2 = k_{p1}^2$ и учитывая, что

$$\Delta k_p^2 = k_{p2}^2 - k_{p1}^2 = -2k_{p1} x_p (\cos \psi - x_p/2k_{p1})$$

(ψ - угол между \vec{k}_{p1} и \vec{k}_{p2}), заменим показатель

экспоненты

в виде

$$\int_{z'}^{z''} \Delta k_e dz = 2k_p x_p (\cos \psi - x_p/2k_p) \int_{z'}^{z''} \frac{dz}{2|k_z|} \left[1 \pm 1/\sqrt{(B+1/2)^2 - \tilde{k}_p^2}\right] \approx$$

$$\approx \frac{k_p x_p}{k_z(z')} (\cos \psi - x_p/2k_p) \left[1 \pm 1/2\sqrt{(B+1/2)^2 - \tilde{k}_p^2}\right] (z'' - z'). \quad (2.18)$$

Подставляя, далее, (2.18) в (2.16) и проводя интегрирование по ψ и z'' ($d\vec{k}_p = k_p dk_p d\psi$), для второго члена правой части (2.16) в результате получаем:

$$2\pi \frac{2}{x} \int_{x/2}^{k_p(z)} \left(dk_p / \sqrt{1 - x_p^2/2k_p^2}\right) \int_{k_z^2 > 0} dz' W_{\vec{k}_p} W_{\vec{k}_p - \vec{x}_p} \frac{|k_z(z')|}{\left|1 \pm \sqrt{(B+1/2)^2 - \tilde{k}_p^2}/2\right|} \times$$

$$\times \exp(-2L_{\tau}^{-1}|z-z'|). \quad (2.19)$$

Отметим, что интегрирование по z' в (2.19) ведется по области существования плазменных волн $k_z^2 > 0$.

В выражениях (2.17) и (2.19) $W_{\bar{k}_p}$ является функцией W_t и $n_{\bar{k}_p}^2$, определяемой соотношениями (2.10) и (2.14). Первый член в правой части уравнения (2.16) важен при интенсивностях волны накачки, близких к пороговому значению, второй член определяет процесс на развитой стадии неустойчивости, поэтому в выражении (2.17) для $W_{\bar{k}_p}$ следует использовать формулу (2.10), а в выражении (2.19) – формулу (2.16) с учетом перекачки плазменных волн по спектру пространственных масштабов. Окончательно уравнение для $n_{\bar{k}_p}^2$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \delta n_{\bar{k}_p}^2(z) = & \omega_0^2 (1 + \alpha_p^2 / \delta)^{-1} \left\{ \delta n_{\bar{k}_p}^2(z_c) \exp[-2\Gamma(z_c) - 2L_{\tau}^{-1}|z-z_c|] + \right. \\ & + \frac{\pi\omega^2}{\nu_p^2 \alpha} \int_0^{k_m} \frac{dk_p}{\sqrt{1 - \alpha_p/2k_p^2}} \int dz' \psi_1^2(z') \psi_2(z') (dB/dz)^2 [\delta n_{\bar{k}_p}^2(z')]^2 \tilde{k}_m^{-4} \times \\ & \left. \times \exp[-2\Gamma(z') - 2L_{\tau}^{-1}|z-z'|] \right\}, \quad (2.20) \end{aligned}$$

где $\omega_0 = 2\pi k_{\tau} L W_{t0} / 3\delta L_{\tau 0} NT$; $\delta n_{\bar{k}_p}^2 = n_{\bar{k}_p}^2 / N^2$;

$$\psi_2(z') = |k_z| \left[1 \pm 1/2 \sqrt{(B+1/2)^2 - \tilde{k}_p^2} \right]^{-1}.$$

В линейном приближении по $\delta n_{\bar{k}_p}^2$ из уравнения (2.20) легко найти порог ТПН: $\omega_n = (1 + \alpha_p^2 \delta^{-1})$, что совпадает с (1.15).

Оценки показывают, что довольно быстро основную роль в (2.20) начинает играть нелинейный член. В этом случае при выполнении неравенства $x_p^2 \ll 4k_p^2$, справедливо-го, когда важно многократное рассеяние, спектр интенсивности флуктуаций плотности имеет универсальный вид :

$$\delta n^2_{x_p} = \delta n^2_{p_e} \delta^{-1/2} / \pi^2 x_p (1 + x_p^2 \rho_e^2 / \delta), \quad (2.21)$$

где δn^2 - относительная интенсивность флуктуаций плотности. Более строгие расчеты показывают, что при малых $x < v_e / \bar{v}_z \sim 4 v_e \Gamma_d \sqrt{3} / \omega_H$ ($\Gamma_d = v_{te} / \omega$) спектр (2.21) ограничен значением $(\delta^{-1/2} \Gamma_d^2 \omega \sqrt{3} / 4 \pi^2 v_e) \delta n^2$. Знание спектра неоднородностей позволяет найти асимптотическую зависимость δn^2 от интенсивности волны накачки W_{t_0} на входе в плазму. Оставляя в правой части (2.20) лишь второй член и учитывая соотношения (2.21), (2.15в) и неравенства $x_p^2 \ll 4k_p^2$ и $2\Gamma \gg z/L_T$, из (2.16) будем иметь :

$$1 = (2\omega^2 \omega_e^2 \delta n^2 \rho_e / \pi \delta^{1/2} v_e^2 u L) \int_0^{\tilde{k}_m} d\tilde{k} \left[\int dy \tilde{\psi}_2(y) \times \right. \\ \left. \times \exp(-2\Gamma_m \operatorname{arctg} y / \pi) / (1+y^2)^2 y y_m^4 \right], \quad (2.22)$$

где $\Gamma_m = 2\alpha N^2 \delta n^2$ - полное ослабление волны накачки на выходе из плазмы (с учетом отраженной волны), \tilde{k}_m определяется выражением (2.8),

$$\tilde{\psi}_2(y) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + 3\delta y^2 - 4\tilde{k}_p^2 \pm \sqrt{(1+3\delta y^2)^2 - 4\tilde{k}_p^2} \right] \left[1 \pm \sqrt{(1+3y^2)^2 - 4\tilde{k}_p^2} \right]^{-1}, \\ y_m = \begin{cases} 1/2(1+3\delta y^2) & y \leq (3\delta)^{-1/2} \\ (3\delta)^{1/2} y & y \geq (3\delta)^{-1/2} \end{cases}$$

* Во внутреннем интеграле (2.20) сделана замена переменных $y = (3\delta)^{-1/2} \tilde{x}_p(z)$.

В области значений

$$1 < 2\Gamma_m / \pi < 3\delta^{-1/2} \quad (2.24)$$

интеграл (2.22) можно упростить, полагая $\bar{k}_m = y_m \approx 1/2$; $(2\Gamma_m \text{ arctg } y / \pi) \approx 2\Gamma_m / \pi y$. В результате из (2.22) имеем:

$$\Gamma_m = (3\sqrt{2} \pi^2)^{1/3} (\omega v_e \rho_e / v_e^2 L^2 \delta^{1/2} u)^{1/3} \omega_0 = \frac{2\pi}{\delta^{1/2}} \left(\frac{\pi}{3\sqrt{2}} \right)^{1/3} \times \\ \times \left(\frac{\kappa_T^2}{\beta_T u^{5/4}} \right)^{1/3} \left(\frac{W_{t0}}{Nt} \right)^{2/3}, \quad (2.25)$$

где $\beta_T = v_{Te} / c$; v_{Te} — тепловая скорость электронов. При больших значениях $(2\Gamma_m / \pi) > (3\delta)^{-1/2}$ зависимость Γ_m от интенсивности волны накачки W_{t0} более медленная:

$$\Gamma_m = \frac{\pi^{4/3}}{3^{1/4}} \left(5 \kappa_T^2 / \beta_T u^{5/4} \right)^{1/6} \left(W_{t0} / Nt \right)^{1/6}. \quad (2.26)$$

Представление спектра неоднородностей в виде (2.21) становится несправедливым в области малых Γ_m , где не существенно многократное рассеяние, а в правой части уравнения (2.20) необходимо учитывать первый член. Тем не менее для построения качественного хода кривой стационарных состояний при всех значениях Γ_m можно приближенно считать спектр неоднородностей по-прежнему близким к (2.21). Подставляя (2.21) в (2.20) и полагая z равным z_c , а $x = 0$, получим следующее уравнение, описывающее кривую стационарных состояний:

$$1 - \omega_0^2 \exp(-\Gamma_m) = q \omega_{pe}^2 \Gamma_m I(\Gamma_m), \quad (2.27)$$

где

$$I(\Gamma_m) = \int_0^{(\pi/2) - s_0} ds \sin^3 s \exp(-2\Gamma_m s / \pi) / \cos s, \quad s_0 = 4 v_e \omega / \omega_{pe}^2 \sqrt{3\delta},$$

$q = \sqrt{2} \omega^2 \rho_0 \lambda_0 / \pi^2 \delta^{1/2} v_e^2 u^{3/2} L^2$, значение верхнего предела в интеграле определяется минимальным $\mathcal{E}_{\min} \sim v_e / \bar{v}_z$ в (2.21).

Как нетрудно видеть, уравнение (2.27) определяет двузначную зависимость Γ_m от ω_0 . Действительно, запишем (2.27) в виде

$$\omega_0^2 = \left[1 + q e^{\Gamma_m} \Gamma_m I(\Gamma_m) \right]^{-1} e^{\Gamma_m}. \quad (2.27a)$$

С помощью (2.27a) найдем производную:

$$\left(\partial \omega_0 / \partial \Gamma_m \right)_{\Gamma_m \rightarrow 0} = 1 - q I_0, \quad (2.28)$$

где $I_0 = I(\Gamma_m = 0) \approx (\ln s_0)$. Двузначная зависимость имеет место при

$$q I_0 > 1. \quad (2.29)$$

Экстремальную точку кривой $\Gamma_m(\omega_0)$ определим из условия $\partial \omega_0^2 / \partial \Gamma_m = 0$. В пределе $q I \gg 1$ получим

$$\Gamma_m^* = (1 + 2I_1 / \pi I^*)^{-1} \approx 1/2, \quad (2.30)$$

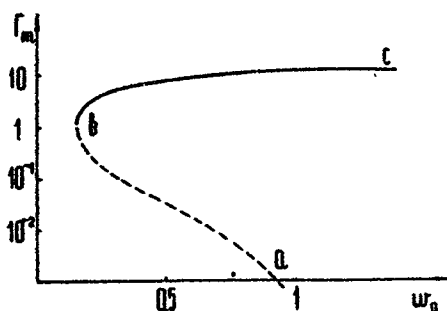
$$\omega_0^{*2} \approx 1 / q I^* \Gamma_m^*, \quad (2.31)$$

где

$$I^* = \int_{(\pi/4 - s_0)}^{(\pi/2 - s_0)} \sin^2 s \, ds \exp(-2\Gamma_m^* s / \pi) / \cos s,$$

$$I_1 = \int_0^{(\pi/4 - s_0)} (s \sin^2 s / \cos s) \exp(-2\Gamma_m^* s / \pi) \, ds.$$

Соотношения (2.24) - (2.25) и (2.30) - (2.31) полностью определяют кривую стационарных состояний. Вид этой кривой приведен на рис. 3. Пунктиром изображены неустойчивые состояния равновесия.



Р и с. 3

В соответствии с рис. 3 развитие ТПН происходит следующим образом. При малых начальных возмущениях $\delta n_0^2 \rightarrow 0$ неустойчивость возбуждается при превышении порога $\omega_{0n} > 1$ по интенсивности волны накачки. Стационарный уровень неоднородностей плотности $\delta n^2 = \Gamma_m N^2 / 2\alpha$ высок и соответствует участку кривой bc . При наличии в плазме начальной неоднородной структуры конечной амплитуды δn_0^2 возможен режим ТПН с жестким возбуждением, отвечающий участку кривой ab . Этот режим соответствует резонансной неустойчивости, исследованной В.В.Васьковым и А.В.Гуревичем [20-23]. Порог ТПН в плазме с начальными неоднородностями согласно (2.27а) равен

$$\omega_{0n}^2 = (1 + q \Gamma_0 I_0)^{-1} < 1, \quad (2.32)$$

где $\Gamma_0 = 2\alpha N^2 \delta n_0^2$, и при $q \Gamma_0 I_0 \gg 1$ порог (2.32) соответствует порогу резонансной неустойчивости [20, 21]. Наличие такого режима приводит к появлению гистерезиса в зависимости интенсивности неоднородностей плотности от падающей мощности электромагнитного излучения: срыв неустойчивости происходит при мощностях накачки ω_0^* , меньших, чем её включение.

Замечания о сильной турбулентности

Обсудим более подробно рамки применимости использованного выше ПСТ. Строго говоря, этот вопрос должен решаться на основе полной системы нелинейных уравнений, описывающих тепловое расслоение плазмы в электромагнитном поле. Анализ этих уравнений сложен и пока отсутствует за исключением некоторых модельных задач, рассмотренных численно [27] и аналитически [26,28].

Грубые оценки эффектов сильной турбулентности можно сделать исходя из следующих соображений. Наиболее существенным моментом в теории слабой турбулентности является пренебрежение влиянием возникающей неоднородной структуры на распространение собственных волн в плазме. По-видимому, такое влияние будет слабым, если нелинейные поправки в дисперсионном уравнении для плазменных волн окажутся много меньше членов, обусловленных пространственной дисперсией. В интересующем нас случае, когда дисперсионное уравнение имеет вид (2.7), этот критерий выглядит обычным образом :

$$3k^2 \rho_e^2 \gg \bar{u}^{-1} (\delta n^2)^{1/2}. \quad (2.33)$$

Согласно (2.15) основная доля энергии плазменных волн сосредоточена в довольно мелких масштабах $3k^2 \rho_e^2 \sim 1/4$. Таким образом, для нарушения критерия (2.33) необходимы значения $\delta n^2 \sim 10^{-4}$. Для ионосферных условий в экспериментах получены значения $\delta n^2 \sim 0,5 \cdot 10^{-4}$. Отсюда следует, что нелинейные поправки к дисперсионному уравнению для плазменных волн могут быть существенными в длинноволновой части спектра.

Важным показателем является уровень плазменных волн, который может существенно превышать интенсивность волны накачки. Согласно (2.14), (2.15)

$$W_e \approx \pi \Gamma_m \nu_t W_{t0} / 2 \omega L \nu_e.$$

При $\Gamma_m \sim 1$, $L \sim 3 \cdot 10^7$ см, $\nu_e \sim 10^3$ с⁻¹, $W_e \sim W_{t0} / \omega$.

Учитывая значение $(W_{t0} / NT) \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$, найдём $(W_e / NT) \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$. Это довольно большая величина,

превышающая порог стрикционной неустойчивости, равный $(4\pi \nu_e / \omega) \sim 10^{-4}$, а также порог модуляционной неустойчивости $(m/M) \sim 10^{-4}$. Однако следует учесть, что на развитой стадии ТПН в плазме уже имеются интенсивные сильно вытянутые вдоль \vec{H} неоднородности электронной концентрации, которые могут подавить стрикционную неустойчивость [34]. Эти вопросы требуют более детального изучения.

Остановимся коротко на результатах строгого решения некоторых модельных задач теплового расслоения однородной магнитоактивной плазмы. В работах [26–28] рассмотрено расслоение плазмы поперек магнитного поля, когда волновые векторы плазменных волн также направлены перпендикулярно \vec{H} . Здесь характерным является формирование локализованных решений с появлением плазменных волн, запертых в ямах плотности. При этом диэлектрическая проницаемость является знакопеременной в окрестности точки $1 - u - \nu = 0$. В задаче возникают два характерных пространственных масштаба, один из которых обусловлен поперечной теплопроводностью и равен $\rho_e \delta^{-1/2}$, а другой определяется дисперсионными свойствами плазмы и равен характерной длине плазменной волны λ_p . В ионосферных условиях $\lambda_e \ll \rho_e \delta^{-1/2}$ и для средних характеристик теплового расслоения хорошо реализуется приближение геометрической оптики. В этих условиях при наличии точек поворота для плазменных волн существенно меняется по сравнению со случаем слабой турбулентности динамика отдельной неоднородности. Однако в ионосферных условиях случай с запертыми плазменными волнами практически не реализуется. Дело в том, что в слабонеоднородной плазме, с учетом конечной длины исходной электромагнитной волны, плазменные колебания обладают конечным значением продольного ($\parallel \vec{H}$) волнового числа. При этом дисперсионное уравнение для плазменных волн имеет вид (2.14) :

$$\tilde{\kappa}_p^2 = B - \tilde{\kappa}_z^2 + \sqrt{B^2 + \tilde{\kappa}_z^2} . \quad (2.34)$$

Точкам поворота $\tilde{\kappa}_p^2 = 0$ соответствует $2B = -1 + 2\tilde{\kappa}_z^2$, что при $\tilde{\kappa}_z^2 \ll 1$ отвечает уровню $\nu = 1$. В то же время в области $\nu = 1$ из-за поляризационных особен -

ностей отсутствует трансформация электромагнитной волны в плазменные на неоднородностях плотности (разд.1). Таким образом, ТПН в реальных условиях возбуждается там, где не реализуются локализованные решения. Это обстоятельство является дополнительным аргументом в пользу ПСТ. Тем не менее, как уже указывалось, в ионосферных экспериментах условие слабой турбулентности формально нарушается на масштабах плазменных волн $\lambda_p > 0,3\text{м}$. Ещё более серьёзной проблема сильной турбулентности становится при увеличении мощности возмущающих передатчиков.

Именно развитие теории сильной турбулентности для тепловых расслоений плазмы и одновременный учет тепловых и стрикционных эффектов являются в настоящее время наиболее актуальными вопросами, требующими своего решения.

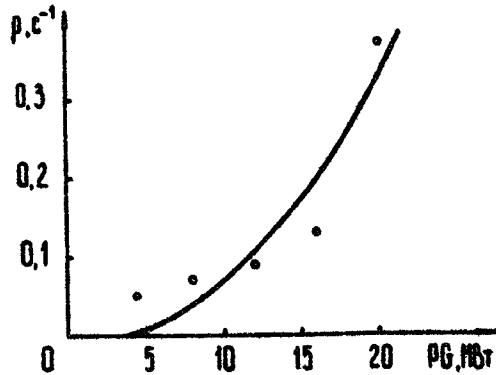
3. Сопоставление теоретических результатов с данными экспериментов

Экспериментальные исследования по воздействию на ионосферную плазму радиоизлучением мощных наземных передатчиков проводятся в СССР (Горький) и США (Боулдер, штат Колорадо) [2-13]. Обзор этих исследований приведен в настоящем сборнике [13]. Здесь мы остановимся лишь на некоторых результатах исследований мелкомасштабной ($\mathcal{R}_p > K_t$) турбулентности, характерной для ТПН. Эксперименты проводились при вертикальном облучении ионосферы пучком радиоволн с круговой поляризацией. Максимальная эквивалентная мощность передатчика (произведение мощности P на коэффициент усиления антенны G) составляла $P G = 100\text{МВт}$ в Боулдере (диапазон частот 2,8-10 МГц) и $P G = 20\text{МВт}$ в Горьком (частоты 4,6 МГц и 5,75 МГц). Для диагностики искусственных возмущений использовался метод ракурсного рассеяния радиоволн КВ- и УКВ- диапазонов на неоднородностях плазмы [5,6] и метод аномального поглощения радиоволн, отраженных от ионосферы на частотах, близких к частоте передатчика [3,4].

Пороги и инкременты мелкомасштабной неустойчивости плазмы. Как следует из экспериментов [4,6], мелкомасштаб-

Якая плазменная турбулентность в слое возбуждается только при облучении ионосферы волной обыкновенной поляризации на частотах ниже критической частоты слоя. Пороги возбуждения неустойчивости составляют $P_G \approx 1,5-3$ МВт при первом включении мощного передатчика (в отсутствие "подготовленной" мелкомасштабной структуры плазмы). Согласно теории ТПН порог возбуждения неустойчивости определяется выражением (1.15). Мощность передатчика связана с плотностью энергии волны накачки в области неустойчивости соотношением $W_t = P_G / \delta \pi h^2 v_t$, и пороговая мощность передатчика составляет $(P_G)_n = 6 h^2 v_t N T \delta^{1/2} l_e L^{-1}$, где h - высота возмущенной области, v_t - групповая скорость поперечной волны. Для типичных условий ионосферы ($v_t = c \times (\omega_{pe}/\omega)^{1/2}$, $\omega_{pe}/2\pi = 1,4$ МГц, $\omega/2\pi = 5,75$ МГц, $T = 1500^\circ\text{K}$, $N = 4,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\delta = 10^{-4}$, $l_e = 300$ м, $L = 150$ км) получаем $(P_G)_n \sim 10$ МВт, что в 3-6 раз превышает экспериментальные значения пороговой мощности передатчика. Как уже указывалось в разд.1, учет неизотермичности ионосферной плазмы может приводить к снижению минимального порога ТПН в 3-5 раз. Кроме того, величина $(P_G)_n$ может уменьшаться при наличии "затравочных" неоднородностей плазмы (см. разд.2). В этом случае согласно (2.32) порог ТПН снижается на фактор $\chi_1 \leq (q I_0 I_0)^{-1/2}$. Для ионосферных экспериментов величины q и I_0 соответственно равны 50 и 2,08, а начальное ослабление волны накачки $I_0 = \pi L \omega \delta n_e^2 / v_t = 7,5 \cdot 10^4 \delta n_e^2$, где δn_e^2 - интенсивность относительных отклонений электронной концентрации в затравочных неоднородностях. Для пятикратного снижения порога согласно (2.32) необходимы неоднородности с величиной $\delta n_e^2 \leq 4 \cdot 10^{-6}$.

Важной характеристикой неустойчивости являются инкременты. Согласно (1.14) в длинноволновой области ($\alpha_p^2 \times \rho_e^2 / \delta \ll 1$) инкремент ρ определяется выражением $(\rho / \delta v_e)^{1/2} + (1 + \rho / \delta v_e)^{1/2} = P_G / (P_G)_n$. На рис.4 приведены экспериментальные значения ρ , взятые из работы [7], в зависимости от мощности передатчика P_G . Сплошной линией проведена теоретическая зависимость $\rho(P)$ для $\delta v_e = 4,1 \cdot 10^{-2}$ и $(P_G)_n = 3,5$ МВт. Видно достаточно хорошее совпадение теории с экспериментом.



Р и с. 4

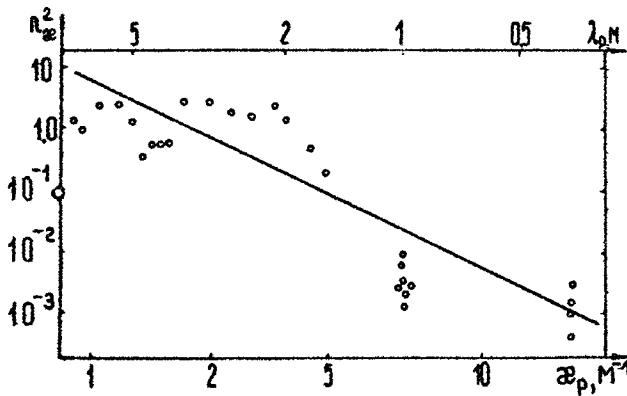
Время релаксации неоднородностей определяется их амбиполярной диффузией $\tau_p = (2\alpha_p^2 \rho_e^2 \nu_e)^{-1}$. Судя по экспериментам [4,7] anomальное ослабление сигнала падает с характерным временем $\tau_p = 25$ с. Это означает, что за anomальное ослабление волны накачки (или пробных волн с близкими частотами) ответственны неоднородности с масштабами $\lambda_{p0} = 2\pi/\alpha_{p0} = 2\pi \rho_e \sqrt{2\nu_e \tau_p} \approx 20$ м. Детальный учет спектра неоднородностей в релаксации anomального поглощения приведен в [13,36].

Пространственный спектр плазменной турбулентности.

Согласно измерениям в г.Горьком поперечников рассеяния радиоволн искусственными неоднородностями в области $20 \text{ м} > \lambda_p > 3 \text{ м}$ [13], степенной спектр низкочастотных возмущений плазмы с показателем степени близким к 3 $N_{\alpha_p}^2 \propto \alpha_p^{-3}$. Эксперименты в Боулдере [9] проводились с существенно большей, чем в Горьком, мощностью нагревного передатчика. Некоторые результаты определения спектра $N_{\alpha_p}^2$ в Боулдере приведены на рис.5, заимствованном из работы [9]. Отмечается слабая зависимость $N_{\alpha_p}^2$ в области $\lambda_p > 2$ м, резкое снижение $N_{\alpha_p}^2$ в области $2 \text{ м} > \lambda_p > 1$ м и снова слабый спад до $\lambda_p \approx 0,4$ м. В разд.2 показано, что при насыщении ТПН спектр низкочастотных возмущений определяется формулой (2.21). Для масштабов $\alpha_p^2 \rho_e^2 \delta^{-1} > 1$ ($\lambda_p < 12,5$ м) теоретическая зависимость (2.21) совпадает с экспериментальной, полученной в Горьком. Как видно из рис. 5, теоретический

спектр (2.21) (сплошная линия) отражает тенденцию падения экспериментальных значений $N_{\text{эф}}^2$ с ростом α_p , однако не описывает деталей истинного спектра. Остается неясной, например, причина излома спектра на масштабе $\lambda_p \approx 1,5$ м.

Важным аргументом в пользу ТПН является тот факт, что пространственный спектр плазменных волн по измерениям [10] существенно шире спектра низкочастотных возмущений плазмы. Действительно, согласно [10] интенсивность комбинационного рассеяния радиолокационного сигнала на плазменных волнах на порядок больше для локатора 435 МГц, чем для локатора 157 МГц. Это означает, что спектр плазменных волн в диапазоне $0,3 \text{ м} < \lambda_p < 1,5 \text{ м}$ не падает с ростом K_p а, возможно, даже возрастает. Это соответствует представлениям о важной роли диффузии плазменных волн, в результате которой устанавливается равномерный спектр W_{K_p} вплоть до $K_m \sim \rho_e^{-1}$ ($\rho_e \sim 3 \text{ см}$).

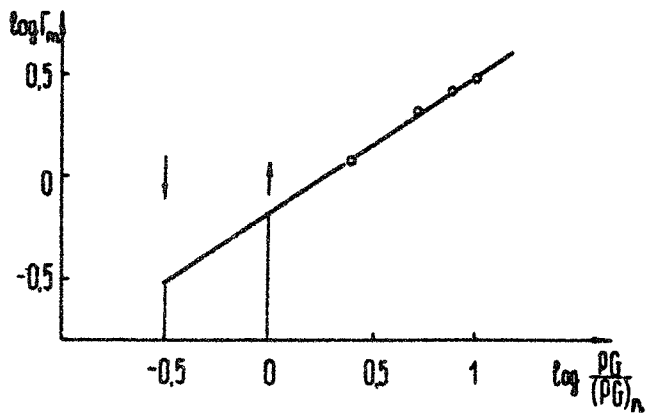


Р и с. 5

Гистерезисный характер возбуждения мелкомасштабной турбулентности плазмы. Для теории ТПН характерным является гистерезисная зависимость аномального ослабления радиоволн Γ_m от интенсивности волн накачки. Согласно (2.31) пороги возбуждения $(\rho G)_n$ и срыва $(\rho G)_s$ различаются на фактор $[(\rho G)_s / (\rho G)_n] = \omega_0^* = (q I^* \Gamma_m^*)^{-1/2}$. Для атмосферных условий ($q = 50$, $I^* \approx 2$, $\Gamma_m \sim 1$) получаем $\omega_0^* \approx 0,1$. Таким образом, теоретические значения порогов возбуждения и срыва неустойчивости составляют

$(P_G)_n = 10$ МВт и $(P_G)^* = 1$ МВт. Согласно измерениям [6] экспериментальные величины порогов составляют $(P_G)_n \approx 1,5 \pm 3$ мВт и $(P_G)^* \approx 0,5$ мВт. Пороги срыва неустойчивости хорошо согласуются с теорией; о причинах расхождения теоретических и экспериментальных значений порогов возбуждения уже говорилось.

На развитой стадии ТПН согласно (2.25) коэффициент ослабления волны накачки $\Gamma_m \propto (P_G)^{2/3}$. Экспериментальная зависимость величины аномального поглощения радиоволн Γ_m от мощности нагревного передатчика по данным работы [7] приведена на рис. 6; там же стрелками отмечены пороги возбуждения (\uparrow) и срыва (\downarrow) неустойчивости. Прямой линией на рис. 6 показана теоретическая зависимость, которая хорошо соответствует экспериментальным значениям $\Gamma_m (P_G)$.



Р и с. 6

Несколько другой характер имеет гистерезисная кривая, определяющая зависимость эффективного поперечника ракурсного рассеяния радиоволн от мощности нагревного передатчика. Такая зависимость впервые получена в эксперименте [6] для ракурсного рассеяния в метровом диапазоне волн. В [6] обращено внимание на то, что размеры рассеивающей области также зависят от предыстории нагрева. Учёт этого обстоятельства приводит к степенной зависимости низкочастотных возмущений плазмы от мощности передатчика $n_{\alpha}^2 \propto P^{\alpha}$ с показателем степени α , близким к

0,5. Этот результат хорошо согласуется с теоретической зависимостью для интегральной характеристики $\Gamma_m \propto \int n^2_{\vec{x}_p} x d\vec{x}_p \propto \beta^{2/3}$.

Экспериментальные значения коэффициентов аномального ослабления волн $\Gamma_m = 4 + 7$ (20–30 дБ) позволяют оценить величину относительных флуктуаций неоднородностей электронной концентрации $\delta n^2 = (\langle n^2 \rangle / N^2)$, используя связь δn^2 и Γ_m : $\delta n^2 = \Gamma_m v_z / \pi \omega l = (0,5 + 0,9) \cdot 10^{-4}$. Теоретические оценки δn^2 , выполненные по формуле (2.25), дают значение $\delta n^2 \sim 10^{-4}$.

Эксперименты показывают [6], что при нагреве ионосферы поперечной волной со случайной фазой (ширина спектра $\Delta f^* \sim 1$ кГц) инкременты, пороги и величины аномального ослабления поперечников ракурсного рассеяния радиоволн остаются такими же, как и для монохроматической накачки. Это согласуется с теоретическими представлениями ТПН (см. разд. 1). Эксперименты, проведенные в США [9], показали, что при приближении частоты возмущающей радиоволны ω к удвоенной циклотронной частоте электронов $2\omega_{He}$ интенсивность неоднородностей в коротковолновой части спектра резко увеличивается. Этот эффект может быть связан с резким снижением порога ТПН при $\omega \rightarrow 2\omega_{He}$ (см. разд. 1), что в свою очередь определяется увеличением длины взаимодействия плазменных и электромагнитных волн в плазме с антипараллельными градиентами концентрации и магнитного поля.

Л и т е р а т у р а

1. Миронов В.А. – Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, №12, с.1765.
2. Югло У., Коэн Р. – УФН, 1973, 108, №2, с.371.
3. Гетманцев Г.Г., Комраков Г.П. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, №10, с.621.
4. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. и др. – Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №4, с.516.
5. Гетманцев Г.Г., Ерухимов Л.М. и др. – Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, №12, с.1910.

6. Ерухимов Л.М., Метелев С.А. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, №12, с.1738.
7. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. и др. - (XII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн) Краткие тезисы докладов, Томск, 1978, т.1, с.102.
8. Radio Sci. Special issue, 1974, 9, N11.
9. Fialer P.A.- Radio Sci., 1974, 9, N11, p.923.
10. Minkoff J., Kugelmann P., Weissman I.- Radio Sci., 1974, 9, N11, p.941.
11. Minkoff J., Kreppel R.- J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 2844.
12. Беленов А.Ф., Бубнов В.А. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №12, с.1805.
13. Ерухимов Л.М. и др. - Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
14. Perkins F.W.- Radio Sci., 1974, 9, N11.
15. Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №9, с.1288.
16. Грач С.М., Караштин А.Н. и др.-Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №12, с.1827.
17. Грач С.М., Караштин А.Н. и др.-Физика плазмы, 1978, 4, №6, с.1321.
18. Грач С.М. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, 22, № 5, с.521.
19. Грач С.М., Поляков С.В., Рапопорт В.О. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, 22, №7, с.711.
20. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1975, 69, №1(7), с.176.

21. Gurevich A.V., Vas'kov V.V. Preprint n. 95 of Lebedev. (Physical Institute). M., 1975.
22. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Физика плазмы, 1976, 2, с.113.
23. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1977, 73, №3(9), с.923.
24. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №9, с. 1273.
25. Грач С.М., Караштин А.Н. и др. - Физика плазмы, 1978, 4, №6, с.1330.
26. Литвак А.Г., Миронов В.А. - ЖЭТФ, в печати.
27. Буринская Т.М., Волокитин А.С. - Письма в ЖЭТФ, 1978 27, №6 с.321.
28. Литвак А.Г., Миронов В.А. - Тепловые нелинейные явления в плазме.
29. Эванс. - ТИИЭР, 1969, 57, с.139.
30. Грач С.М.-Канд. дис. [Рукопись]. Горький , 1979, (НИРФИ).
31. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1975.
32. Веденов А.А., Рудаков Л.И. - ДАН СССР, 1964, 159, с.767.
33. Захаров В.Б. - ЖЭТФ, 1972, 62, №6, с.1745.
34. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д., Соболев В.П. - Физика плазмы, 1976, 2, №1, с.86.
35. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М., Наука, 1967.
36. Метелев С.А. - Изв.вузов, Радиофизика, в печати.

САМОФОКУСИРОВОЧНАЯ И РЕЗОНАНСНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

В.В.Васьков, А.В.Гуревич

1. Введение

Нелинейные эффекты, возникающие при отражении мощных радиоволн от F-области ионосферы, впервые наблюдались на станции НИИР под Москвой в 1967-1968 гг. Однако систематическое изучение возмущения радиоволнами F-области началось с фундаментальных экспериментов, осуществленных в Боулдере (США) в 1970 г. [1]. Обширные циклы экспериментальных исследований, проведенные в Боулдере (1970-1974) [1-3], Горьком (1972-1979) [4-8], Аресибо (1971-1978) [9-12] и под Москвой (1968-1978) [13-15], позволили установить основные особенности неоднородной структуры, возникающей в области F-слоя. Исследование пространственных и временных спектров неоднородностей выявило сложный комплекс явлений плазменной турбулентности, развивающейся под воздействием радиоволн и носящей специфический характер, связанный с особенностями ионосферной плазмы.

Трудность теоретической интерпретации наблюдаемых явлений определяется, во-первых, нелинейным характером процессов. Возбуждается одновременно несколько видов неустойчивостей. Их нелинейное взаимодействие приводит к сложной турбулентной структуре, к усилению или, напротив, к подавлению определенных типов возмущений.

Во-вторых, важное и часто даже определяющее влияние оказывает неоднородность самой ионосферы по высоте. Это при-

водит к сильной зависимости структуры турбулентности от ионосферных параметров и от частоты волны. Наибольшее возмущение, например, вызывают радиоволны, частота которых близка к критической частоте f_c -слоя. Значительно изменяется характер эффектов при переходе от дневной ионосферы к ночной.

В-третьих, можно указать целый ряд специфических факторов, существенных для реальной тонкой структуры ионосферных неоднородностей. Сюда входят различные процессы, приводящие к возникновению естественных неоднородностей ионосферы, сильные отклонения от максвелловской функции для хвостов функции распределения электронов в ионосфере (фотоэлектроны), наличие поперечного электрического поля, приводящего к дрейфу ионосферной плазмы, наличие ветров нейтральных частиц и др.

Учет всех этих факторов чрезвычайно сложен и в настоящее время осуществлен далеко не полностью. Цель настоящего обзора – рассмотреть лишь основные процессы, приводящие к развитию квазистационарной неоднородной структуры в f_c -области ионосферы. В разд. 2 рассмотрено возбуждение крупномасштабных неоднородностей за счет тепловой самофокусировочной неустойчивости, а в разд. 3,4 – возбуждение мелкомасштабных неоднородностей за счет резонансной неустойчивости. В заключительном разд. 5 результаты теории кратко сопоставлены с экспериментом.

2. Тепловая самофокусировочная неустойчивость

Рассмотрим распространение радиоволны в плазме. В той области плазмы, где амплитуда поля радиоволны по какой-либо причине возросла, возникает более интенсивный нагрев. Он служит причиной уменьшения концентрации электронов и ионов благодаря выталкиванию плазмы из нагретой области. Уменьшение концентрации плазмы вызывает увеличение показателя преломления радиоволн $n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - 4\pi e^2 N / m\omega^2}$. Это приводит к искривлению траекторий радиоволн – траектории сгущаются, фокусируются в области увеличения n . Следовательно, в этой области возрастает и поле волны, нагрев становится еще более интенсивным, выталкивание плазмы и фокусировка – еще более сильными и т.д. Возникающая таким об-

разом неустойчивость называется самофокусирующей или модуляционной [16, 17]. Она носит тепловой характер* и приводит к расщеплению, разбиению плоской радиоволны или пучка радиоволн на узкие сфокусированные нити и к возникновению в плазме вытянутых неоднородностей. Характерный поперечный размер неоднородностей Q при этом больше или порядка длины радиоволны

$$kQ > 1, \quad k \approx \omega/c. \quad (2.1)$$

Такие неоднородности мы будем называть крупномасштабными.

Возможность тепловой самофокусировки в F_2 -области ионосферы была указана в работе [18], оценка пороговых мощностей и характерных размеров возникающих неоднородностей дана в [19] на базе представлений обычной однородной изотропной локально-нелинейной среды. Вместе с тем нелинейность в области F_2 -слоя носит существенно анизотропный и нелокальный характер из-за усиленной теплопроводности и диффузии плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Это приводит к ряду особенностей самофокусирующей неустойчивости [20, 21]. Кроме того, важную роль играет неоднородность ионосферы по высоте. Неустойчивость наиболее интенсивно развивается в области отражения радиоволн (в области каустики), где поле волны резко увеличивается и присутствует не только падающая, но и отраженная волна [22-25]. Неоднородность нагрева плазмы в условиях сильной продольной диффузии и влияние отраженной волны существенно увеличивают эффекты нелокальности и меняют характер самофокусирующей неустойчивости.

2.1. Пространственная неустойчивость в однородной анизотропной плазме

Параболическое уравнение. Для описания медленного изменения фазового фронта волны в слабонеоднородной среде используется параболическое уравнение. Для его получения в анизотропной слабонелинейной плазме воспользуемся волновым уравнением, которое представим в симметричной форме:

*) Возможна также стрикционная самофокусирующая неустойчивость; в ионосферных условиях она слабее тепловой.

$$\hat{\epsilon}_{ij} E_j = 0, \quad i, j = 1, 2, 3,$$

$$\hat{\epsilon}_{ij} = \epsilon_{ij} + \frac{c^2}{\omega^2} \left(\Delta \delta_{ij} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \right), \quad \Delta = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}. \quad (2.2)$$

Поглощение волны здесь для простоты не учитывается. Плазма предполагается однородной, нелинейное возмущение ΔN — малым и слабонеоднородным (в сравнении с длиной волны):

$$\Delta N/N_0 \ll 1, \quad \lambda |\nabla \Delta N| \ll \Delta N. \quad (2.3)$$

Если пренебречь производными от плавно меняющегося возмущения ΔN , перейти к ортогональной системе координат с осью \bar{S} , направленной вдоль вектора групповой скорости волны в невозмущенной плазме $\bar{v}_g = \partial \omega / \partial \bar{K}$, осью \bar{Y} в плоскости (\bar{v}_g, \bar{H}) , совпадающей с плоскостью (\bar{K}, \bar{H}) , и осью \bar{X} , ортогональной плоскости (\bar{v}_g, \bar{H}) , а также пренебречь вторыми производными $\partial^2 E / \partial S^2$, можно свести волновое уравнение (2.2) к скалярному параболическому:

$$2i k b_s \frac{\partial E}{\partial S} + \left(b_x \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + b_y \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \right) - K \frac{\omega_p^2 \Delta N}{c^2 N_0} E = 0,$$

$$b_s = |\cos \alpha_2|^{-1} \operatorname{sign} \left(\frac{\partial n^2 \omega^2}{\partial \omega^2} \right), \quad b_x = 1 + \frac{\cos^2 \alpha}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial \cos^2 \alpha}, \quad (2.4)$$

$$b_y = \cos^2 \alpha_2 \left(1 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha_2 - \frac{1}{2n^2} \frac{\partial n^2}{\partial \alpha^2} \right), \quad K = - \frac{\partial n^2}{\partial v}, \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{1}{2n^2} \frac{\partial n^2}{\partial \alpha}$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0 / m}$ — плазменная частота для электронов; E — амплитуда поля волны, связанная с компонентами E_1, E_2, E_3 поляризационными соотношениями линейной теории (см. [26] §11); α — угол между \bar{K} и \bar{H} ; α_2 — угол между \bar{v}_g и \bar{K} . Показатель преломления n^2 как функция безразмерных переменных u, v и α имеет вид [26]:

$$u = \omega_p^2 / \omega^2, \quad v = \omega_0^2 / \omega^2, \quad \cos^2 \alpha = k_y^2 / k^2, \quad k = n\omega / c,$$

$$n^2 = 1 - 2v(1-v) \left[2(1-v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v) \cos^2 \alpha} \right]^{-1} \quad (2.5)$$

В частности, для волн достаточно высокой частоты $\omega^2 \gg \omega_p^2$

$$b_s = b_x = b_y = K = 1 \quad (\text{при } \omega > \omega_0)$$

и уравнение (2.4) совпадает с обычным параболическим уравнением в изотропной среде. Таким образом, влияние анизотропии в случае "нормальной" дисперсии $K\beta_{x,y} > 0$ приводит просто к перенормировке пространственных масштабов. Однако в обратном случае $K\beta_{x,y} < 0$ изменяется относительный знак дифракционного и нелинейного членов, что резко меняет фокусирующие свойства плазмы.

Неустойчивость плоской волны. Для определения в (2.4) возмущений концентрации ΔN следует воспользоваться уравнениями переноса. В случае плоской волны малой интенсивности $E^2 \ll E_p^2$ они имеют вид [27], [28]

$$\begin{aligned}
 -\tau_n \frac{\partial \Delta N}{\partial t} + L_n^2 \frac{\partial^2 \Delta N}{\partial x_n^2} + \kappa_T L_n^2 \frac{N_0}{T_{e0}} \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial x_n^2} &= \Delta N - \gamma_1 \frac{N_0}{T_{e0}} \Delta T_e, \\
 -\tau_T \frac{\partial \Delta T_e}{\partial t} + L_T^2 \frac{\partial^2 \Delta T_e}{\partial x_n^2} &= \Delta T_e - T_{e0} \frac{E^2}{E_p^2} \psi.
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

Здесь учтена только продольная диффузия и теплопроводность,

x_n - координата вдоль магнитного поля

$$\alpha_1 = \alpha - \alpha_2, \quad \frac{\partial}{\partial x_n} = \cos \alpha_1 \frac{\partial}{\partial s} + \sin \alpha_1 \frac{\partial}{\partial y}, \tag{2.7}$$

ΔT_e - возмущение температуры, $\kappa_T \approx \frac{1}{2} T_{e0} / (T_{e0} + T_i)$ - термодиффузионное отношение, γ_1 - коэффициент сдвига ионизационного равновесия, L_n и L_T - характерные длины продольной диффузии и теплопроводности:

$$L_n = \sqrt{D_a \tau_n} \approx \sqrt{\frac{T_{e0} + T_i}{M \nu_{im}} \tau_n}, \quad L_T = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\alpha_{en} \tau_T}{N_0}}, \tag{2.8}$$

D_a и α_{en} - коэффициент продольной диффузии и теплопроводности, τ_n и $\tau_T \approx 1/\delta \nu_e$ - время жизни и время тепловой релаксации электрона. Далее, E_p - характерное плазменное поле

$$E_p = \sqrt{3 T_{e0} m \delta \omega / e}, \tag{2.9}$$

ν_e - частота соударений электрона, δ - средняя доля энергии, теряемой при одном соударении; $\psi = \varphi_p / \varphi_T \sim 1$ - поляризационный и неизотермический фактор. Характерные значения соответствующих величин в условиях ионосферы приведены в табл. 1 (см. с.).

Уравнения (2.6) и (2.4), линеаризованные относительно возмущения амплитуды поля плоской волны δE ($E = E_0 + \delta E$),

решаются совместно. Соответствующее дисперсионное уравнение в стационарном случае ($\frac{d}{dt} = 0$) для гармонического возмущения $\exp[i(q_x x + q_y y + q_s z)]$ имеет вид

$$q_s^2 = -\frac{\tilde{q}^2}{4\kappa^2 \beta_s^2} (2\beta_1 - \tilde{q}^2), \quad (2.10)$$

$$\tilde{q}^2 = v_x q_x^2 + v_y q_y^2, \quad \beta_1 = \kappa \frac{\omega_0^2 \epsilon_0 \psi}{c^2 \epsilon_p^2} \frac{\kappa_T L_N q_y^2 - \eta}{(1 + L_N^2 q_x^2)(1 + L_T^2 q_y^2)}.$$

Если величина $q_s^2 < 0$ (либо комплексна), то имеется компонента с $\text{Im } q_s < 0$ и соответствующие малые возмущения поля в плоскости (x, y) экспоненциально нарастают в направлении z . Это и означает, что плоская волна неустойчива и стремится расслиться.

Например, в случае поперечного распространения высокочастотной радиоволны ($\alpha_1 = \pi/2$) в условиях верхней ионосферы ($\gamma_1 \approx 0$)

$$q_s^2 = -\frac{q_x^2 + q_y^2}{4\kappa^2} \left[2 \frac{\omega_0^2 \epsilon_0 \psi}{c^2 \epsilon_p^2} \frac{\kappa_T L_N q_y^2}{(1 + L_N^2 q_x^2)(1 + L_T^2 q_y^2)} - q_x^2 - q_y^2 \right] \quad (2.11)$$

Отсюда видно, что неустойчивость развивается лишь при $\epsilon_0^2 > \epsilon_{\text{пор}}^2$, где $\epsilon_{\text{пор}}$ - пороговое поле:

$$\epsilon_{\text{пор}} = c \epsilon \left(\sqrt{\kappa_T \psi} \omega_0 L_N \right)^{-1}. \quad (2.12)$$

Значение порогового поля в условиях F-слоя ($z > 250 \text{ км}$) очень мало ($\sim 10^{-3} \epsilon_p$). В области ниже 250 км оно возрастает. Появление не зависящего от q_x, q_y порога самофокусировочной неустойчивости связано с тем, что образование отрицательных возмущений концентрации происходит за счет выталкивания плазмы в процессе продольной диффузии, интенсивность которой пропорциональна q_y^2 . Такую же зависимость от q_y имеет и конкурирующий процесс дифракции.

При $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon_{\text{пор}}$ неустойчивы возмущения с малыми значениями $q_x, q_y \rightarrow 0$. С увеличением амплитуды поля, $\epsilon_0 > \epsilon_{\text{пор}}$, область неустойчивости быстро расширяется. В случае достаточно сильных полей $\epsilon_0^2 / \epsilon_{\text{пор}}^2 > 2(L_N + L_T)^2 / L_N L_T$ максимальная величина инкремента достигается при

$$q_{ym}^2 = 1/L_N L_T, \quad q_{zm}^2 = \frac{E_0^2/E_{пор}^2}{2(L_N + L_T)^2} - q_{ym}^2 \quad (2.13)$$

и равна

$$q_{sm} = \pm b \frac{E_0^2/E_{пор}^2}{4k(L_N + L_T)^2} \quad (2.14)$$

Отсюда видно, что в условиях развитой неустойчивости значения $q_{zm} \gg q_{ym}, |q_{sm}|$. Это означает, что масштаб возникающих неоднородностей поля и плазмы минимален вдоль оси Z , ортогональной плоскости (\vec{s}, \vec{H}) . Неустойчивость приводит как бы к расслоению плазмы в направлении, ортогональном магнитному полю и вектору групповой скорости волны. При $L_N \gg L_T$ масштаб расслоения по оси Z составляет $cE_p/\omega_0 E_0$. Масштаб расслоения в плоскости (\vec{s}, \vec{H}) значительно больше. Неоднородности сильно вытянуты вдоль магнитного поля: $1/q_s \sim L_N, L_T$.

Временные параметры рассматриваемой неустойчивости определяются характерными временами нагрева и установления ионизации плазмы τ_T и τ_N . Неустойчивость развивается за время τ_T , а полностью устанавливается за время τ_N .

Неустойчивость узких пучков радиоволн. Приближение плоской волны, рассматривавшейся выше, справедливо и для пучков радиоволн, если амплитуда поля в пучке мало меняется на характерных масштабах плазмы L_N и L_T , приведенных в табл.1. Вместе с тем, в верхней ионосфере длины L_N и L_T велики, так что в реальных пучках поле E_0 может сильно измениться на таких расстояниях. Поэтому для верхней ионосферы, особенно в области выше максимума F -слоя, существенным является и обратный предельный случай узкого пучка, когда поперечный размер пучка a мал в сравнении с характерными длинами L_N, L_T :

$$a \ll L_N \sin \alpha_1, L_T \sin \alpha_1 \quad (2.15)$$

В этих условиях возмущенная область расплывается вдоль \vec{H} и становится много шире пучка. Возмущение концентрации в области пучка не зависят тогда от координаты ζ и определяется интегральной интенсивностью волны:

$$\frac{\Delta N(x, s)}{N_0} = - \frac{k_T L_N - \chi_1 L_T}{L_N + L_T} R(I),$$

$$I(x, s) = \frac{\Psi}{2 L_T \sin \alpha_1 \epsilon_p^2} \int |E_0|^2 dy \quad (2.16)$$

Функция $R(I)$ учитывает нелинейную зависимость $\Delta N = \Delta N(I)$ в случае сильного поля $I \gg 1$. В пределе слабого поля при $I \ll 1$

$$R(I) = I \quad (2.17)$$

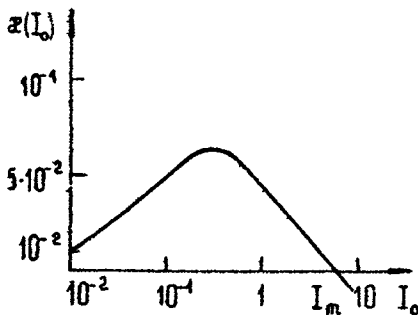
Вид функции $R(I)$ в случае сильного нагрева зависит от конкретных условий; для F-области ионосферы она определена в работах [29,30]. Параметры плазмы в (2.16) относятся к невозмущенному состоянию.

Подставляя (2.16) в параболическое уравнение (2.4), исключаем "продольную" координату y и линейризуем полученное выражение по δI . Решение с помощью преобразования Фурье к дисперсионному уравнению [21]:

$$q_s^2 = (-b_x q_x^2)(2B - b_x q_x^2)(4k^2 b_s^2)^{-1}, \quad (2.18)$$

$$B = K \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{k_T L_N^{-1} L_T}{L_N + L_T} \alpha(I_0), \quad \alpha(I_0) = I_0 \frac{dR}{dI}(I_0)$$

Функция $\alpha(I_0)$ представлена на рис.1. Видно, что пучок неустойчив при $B b_x > 0$, в области значений $q_x < \sqrt{2B/b_x}$



Р и с . 1

Он расслаивается в направлении оси x , ортогональной плоскости (\vec{v}_g, \vec{H}) . В случае "нормальной" дисперсии $K b_x > 0$, справедливой для высокочастотных радиоволн, и $x > 0$ (см.рис.1), неустойчивость развивается при условии $\chi_1 < k_T L_N / L_T$ всегда выполненном в верхней ионосфере при $z > 200$ км. Максимальный инкремент неустойчивости достигается при

$$q_{\text{зм}} = (B/b_z)^{1/2} \quad \text{и равен} \\ q_{\text{зм}} = \pm i B / 2 \kappa b_s . \quad (2.19)$$

Зависимость инкремента от мощности радиоволны определяется множителем $\alpha(I_0)$. С увеличением мощности область возбуждения неустойчивости и ее инкремент первоначально возрастают. Однако, при достаточно больших мощностях в условиях $L_n < L_T$, $\gamma_1 > 0$, в пучке происходит насыщение возмущений концентрации, связанное с ослаблением диффузии и усилением роли ионизационных процессов при значительном нагреве плазмы. Это приводит к стабилизации неустойчивости (изменение знака $\alpha(I_0)$ на рис.1). Таким образом, узкие пучки неустойчивы лишь при не слишком больших значениях интенсивности

$$I_0 < I_m, \quad I_m \approx 6. \quad (2.20)$$

2.2. Нелинейная стабилизация самофокусирующей неустойчивости

Задача определения структуры поля и плазмы на развитой стадии неустойчивости, когда малые начальные возмущения становятся значительными, весьма сложна. Рассмотрим поэтому наиболее простой случай узкого пучка радиоволн (2.15) [30]. В этом случае зависимость от координаты y мало существенна и она может быть исключена из параболического уравнения преобразованием Фурье по y . В безразмерных переменных

$$s_1 = s = \frac{B/\alpha}{2\kappa b_s}, \quad x_1 = I \sqrt{B/\alpha b_z} \quad (2.21)$$

оно принимает вид

$$i \frac{\partial E_q}{\partial s} + \frac{\partial^2 E_q}{\partial x^2} + R(I) E_q = 0, \quad I = 2\pi \int |E_q|^2 dq. \quad (2.22)$$

Здесь и далее индекс I у переменных x_1, s_1 опускается. Безразмерная Фурье-амплитуда E_q есть

$$E_q(x,s) = \left(\frac{\varphi}{2L_T \sin \alpha_p E_p^2} \right)^{1/2} \frac{1}{2\pi} \exp\left(i \frac{b_y q^2}{2kb_s} s\right) \times \int E(x,y,s) \exp(-iqy) dy. \quad (2.23)$$

Функция $R(I)$ определяет нелинейное возмущение концентрации (2.16).

Такая волна $E_q = E_{0q} e^{i\gamma s}$, описываемая уравнением (2.22), неустойчива: малые возмущения $\delta E_q, \delta I$ нарастают с максимальным инкрементом $q_{s,m} = \pm i\alpha(I_0)$ (см. (2.18), (2.19)). В области развитой неустойчивости при $\delta I \sim I_0$ экспоненциальный рост возмущений интенсивности прекращается — неустойчивость стабилизируется.

Применим следующий метод определения установившегося состояния. Будем отыскивать установившееся решение (2.22) в виде

$$E_q(x,s) = E_q(x) e^{i\gamma s}, \quad \gamma = \text{const}, \quad (2.24)$$

где амплитуда $E_q(x)$ в правой части (2.24) не зависит от координаты s . Такое ограничение при распаде плоской волны в общем случае не обязано выполняться [31]. Однако естественно предполагать, что получаемое при этом условии частное решение позволит достаточно правильно находить средние возмущения концентрации, характерный масштаб и спектральные характеристики расслоения плазмы в области развитой неустойчивости.

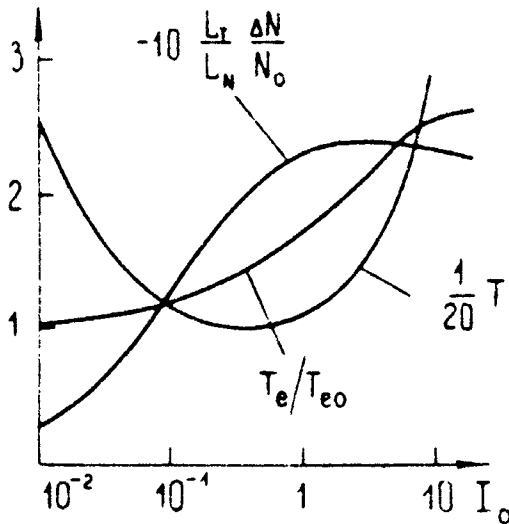
Подставляя (2.24) в уравнение (2.22), сводим его к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для интенсивности $I(x)$. Интегрирование приводит к периодической осциллирующей функции $I(x)$, определяемой двумя константами. Центральный момент метода — определение этих констант, их выражение через интенсивность невозмущенной волны I_0 . Для этого используются точные интегралы уравнения (2.22), которые позволяют однозначно определить установившееся нелинейное решение (2.24).

Например, в случае слабого поля $I \ll 1$, $R(I) \approx I$ установившаяся нелинейная интенсивность

$$I(x) = 3,31 I_0 \text{cn}^2\left(1,3\sqrt{I_0} x, \rho\right), \quad \rho \approx 0,989, \quad \gamma \approx 1,62 I_0. \quad (2.25)$$

Здесь $\text{cn}(z, \rho)$ – эллиптический косинус с модулем ρ . Видно, что развитие самофокусирующей неустойчивости в рассматриваемом случае $I_0 \ll 1$ приводит к глубокой (сто процентной), модуляции амплитуды радиоволны: $\min I(x) = 0$, так как $\rho < 1$. С увеличением I_0 максимальная интенсивность $\max I(x) = 3,31 I_0$ растет пропорционально I_0 , а период модуляции T убывает пропорционально $I_0^{-1/2}$. Возмущения концентрации связаны с $I(x)$ линейным соотношением (2.16). Спектр возмущений максимален при $k_m \approx 2\pi/T \approx 1,2 I_0^{1/2}$. Он экспоненциально падает с ростом K пропорционально $(0,23)^{K/k_m}$.

Аналогичная картина и в случае произвольной интенсивности I_0 . Основные параметры расслоения – максимальное увеличение температуры T_e/T_{e0} и концентрации $\Delta N/N_0$ в пучности волны, а также период расслоения T – показаны на рис.2. С ростом мощности волны I_0 возмущения концентрации увеличиваются вплоть до $I = I_m$ (2.20). Период расслоения имеет характерный минимум при $I_0 = 0,2 + 0,4$.



Р и с.2

Таким образом, вследствие развития самофокусирующей неустойчивости начальная "плоская" волна распадается и образует квазипериодическую структуру с глубиной модуляции порядка единицы. Характерный пространственный масштаб этого расслоения зависит от величины I_0 . Наиболее эффективное

расслоение имеет масштаб

$$\eta_{\perp} \approx 20 \frac{c}{\omega_0} \sqrt{\frac{L_T}{L_N}} \sim 3\lambda, \quad (2.25a)$$

где λ - длина радиоволны.

2.3. Неустойчивость в области отражения радиоволн

Возмущения концентрации в области отражения оказывают наиболее сильное влияние на распространение радиоволн [32, 33]. Здесь усиливаются и нелинейные эффекты вследствие роста поля волны [27, 28]. Естественно поэтому ожидать и усиления эффектов самофокусировки. Вместе с тем в области отражения поле волны, как и производимый им нагрев плазмы, уже нельзя считать однородным. Неоднородность нагрева резко усиливается в связи с процессом аномального резонансного поглощения в малой окрестности точки верхнегибридного резонанса в области отражения обыкновенной волны (подробнее см. разд. 3, 4). Кроме того, в области отражения присутствуют, естественно, как падающая, так и отраженная радиоволны. Взаимодействие этих волн наряду с продольной диффузией в условиях неоднородного нагрева приводит к возникновению эффективной обратной связи между значениями поля в разных точках пространства, что меняет сам характер самофокусировочной неустойчивости. А именно в однородной среде, рассматривавшейся в предыдущих разделах, малые начальные возмущения нарастали в пространстве в направлении распространения волны. Теперь они экспоненциально нарастают во времени во всей возмущенной области [22-24]. Вместе с тем учет неоднородности среды и наличия отраженной волны существенно усложняет математическую формулировку задачи.

Рассмотрим нормальное падение плоской волны на ионосферу - слой слабонеоднородной плазмы с нарастающей концентрацией $N_0 = N_0(z)$. Амплитуда полного электрического поля в рамках геометрической оптики может быть представлена в виде суммы амплитуд падающей $E^{(+)}(z)$ и отраженной $E^{(-)}(z)$ волн с одинаковой поляризацией:

$$E(z) = E^{(+)}(z) + E^{(-)}(z), \quad E^{(\pm)}(z) = E_0^{(\pm)} \rho_{\varphi}^{1/2} \exp\left(\mp i \int_0^z k dz \pm i\pi/4\right),$$

$$\kappa = \omega n / c, \quad P_{\varphi} = \varphi_n^2 / n,$$

$$\varphi_{n1}^2 = (1 + \cos^2 \alpha) / 2, \quad \varphi_{n2}^2 = 1 / \sin^2 \alpha.$$

(2.26)

Здесь P_{φ} - фокусирующий фактор, описывающий усиление поля волны вблизи точки отражения, φ_{n1} и φ_{n2} - коэффициенты фокусировки для необыкновенной волны в этой области, α - угол поля \vec{H} с вертикалью z . Согласно (2.26) фокусирующий фактор P_{φ} учитывает изменение поля волны в слабонеоднородной по оси z среде, так что в отсутствие добавочных неоднородностей амплитуды $E_o^{(\pm)} = \text{const}$.

Подстановка выражения (2.26) в (2.2) приводит, как и в однородной среде, к параболическим уравнениям, описывающим медленное изменение амплитуд $E_o^{(+)}$ и $E_o^{(-)}$ при малых возмущениях концентрации ΔN . В прямоугольной системе координат (x, y, z) с осью y , лежащей в плоскости (z, \vec{H}) , эти уравнения принимают вид

$$\left[-2i\kappa \left(\pm \frac{\partial}{\partial z} \pm \operatorname{tg} \alpha_2 \frac{\partial}{\partial y} \right) + \beta_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \beta_y \left(\cos \alpha_2 \frac{\partial}{\partial y} - \sin \alpha_2 \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 - K \frac{\omega_o^2}{c^2} \frac{\Delta N}{N_o} \right] E_o^{(\pm)} = 0, \quad (2.27)$$

где коэффициенты K, β_x, β_y (2.4) зависят от координаты z , $\alpha_2 = \alpha_2(z)$ - угол между направлением групповой скорости $\partial \omega / \partial \vec{k}$ и осью z (2.4). Координата z отсчитывается вниз от точки отражения, соответственно

$$E_o^{(-)}(z=0) = E_o^{(+)}(z=0). \quad (2.28)$$

Уравнения (2.27), (2.28) имеют, естественно, стационарное однородное в плоскости (x, y) решение

$$E_o^{(+)} = E_o^{(-)} = E_o = \text{const}. \quad (2.29)$$

Рассмотрим устойчивость однородного решения (2.29) относительно малых возмущений амплитуды падающей волны, заданных на нижней границе ионосферы $z = z_n$:

$$\delta E^{(+)}(x, y, z_n) = \delta E_o(\dot{x}, y). \quad (2.30)$$

Для этого линеаризуем уравнения (2.27) по возмущениям поля $\delta E^{(\pm)}$ и связанным с ними возмущениям концентрации δN , разложим, как обычно, величины $\delta E^{(\pm)}$ и δN в интеграл Фурье в плоскости (T, Y) , ортогональной x , исключив одновременно с помощью простой подстановки из (2.27) слагаемые, пропорциональные $\text{tg} \alpha_2 \partial / \partial y$. В результате получим систему из четырех уравнений для компонент $\delta E_{\vec{q}}^{(\pm)}$ и $\delta E_{\vec{q}}^{(\pm)*}$:

$$\mp 2ik \frac{d\delta \tilde{E}_{\vec{q}}^{(\pm)}}{dx} - \tilde{q}^2 \delta \tilde{E}_{\vec{q}}^{(\pm)} - k \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\delta \tilde{N}_{\vec{q}}}{N_0} E_0 = 0,$$

$$\pm 2ik \frac{d\delta \tilde{E}_{-\vec{q}}^{(\pm)*}}{dx} - \tilde{q}^2 \delta \tilde{E}_{-\vec{q}}^{(\pm)*} - k \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\delta \tilde{N}_{-\vec{q}}}{N_0} E_0 = 0;$$

$$\delta F_{\vec{q}} = \delta \tilde{F}_{\vec{q}} \exp\left(-iq_y \int_0^z \text{tg} \alpha_2 dx\right), \quad F = E^{(\pm)}, N,$$

$$\vec{q} = (q_x, q_y), \quad \tilde{q}^2 = b_x q_x^2 + b_y \frac{q_y^2}{\cos^2 \alpha_2}. \quad (2.31)$$

Возмущения концентрации $\delta N_{\vec{q}}$, определяемые уравнениями переноса (2.6), пропорциональны возмущениям полной интенсивности как падающей, так и отраженной волн те линейно зависят от $\delta E_{\vec{q}}^{(\pm)}$, $\delta E_{-\vec{q}}^{(\pm)*}$.

Важно, что граничные условия к системе линейных уравнений (2.31) задаются в двух точках: при $x=0$ (2.27) и $x=x_n$ (2.30). Благодаря этому стационарные уравнения (2.31) совместно со стационарными линеаризованными уравнениями (2.6), определяющими $\delta N_{\vec{q}}$, не имеют нарастающих в пространстве решений. Иначе говоря, рассматриваемая неустойчивость теперь уже не носит чисто пространственного характера. Поэтому теперь необходимо рассматривать нестационарный процесс нарастания возмущений во времени. Следовательно, учет неоднородности и отраженной волны изменил характер самофокусировочной неустойчивости. Линеаризуем полные уравнения переноса (2.6). Поскольку коэффициенты не зависят от времени, сделаем преобразования Лапласа. Это позволяет построить решение нестационарной задачи. Наличие в задаче обратной связи проявляется в том, что трансформанты

Лапласа содержат полюса при некоторых значениях $\rho = \rho_n$. При обратном преобразовании Лапласа это приводит при $\text{Re} \rho_n > 0$ к экспоненциально нарастающим во времени членам $\exp(\rho_n t)$. Таким образом, неустойчивость носит временной характер и полюса трансформант Лапласа определяют инкремент неустойчивости.

Причиной нелокальности, приводящей к изменению характера неустойчивости, служат как наличие отраженной волны, так и диффузионное расплывание возмущения при резко локальном нагреве. Рассмотрим вначале эффект отраженной волны. Примем при этом, что область нагрева достаточно размыта, так что возмущения концентрации $\delta N_q(z)$ в (2.31) локально связаны с возмущениями $\delta |E_q|^2(z)$. Такой случай реализуется, например, в ионосфере при омическом нагреве и достаточно больших инкрементах неустойчивости ρ . Для максимального инкремента ρ_m в этом случае получаем [25]:

$$\rho_m = \frac{2}{\pi} \frac{\rho_m^2}{\omega_0^2} \frac{\kappa_T D_\alpha K \varphi E_0^2}{L_T^2 E_p^2} \ln \left(\frac{2q^2 c}{\mu \omega} \right) \approx \frac{K}{6\pi^2} \frac{\omega}{c \mu} \times$$

$$\times \frac{m v_e^2}{M \nu_{im}} \frac{E_0^2}{N_0 T_{e0}} \ln \left(\frac{2q^2 c}{\mu \omega} \right), \quad \mu = - \frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{dz} \Big|_{z=0} \quad (2.32)$$

В последнем выражении использованы формулы элементарной теории для коэффициентов переноса [27, 28] и значения параметров взяты в точке отражения высокочастотной волны ($\omega \gg \omega_H$, v_e). Видно, что инкремент самофокусировочной неустойчивости пропорционален мощности возмущающей волны E_0^2 и характерному размеру высотного изменения концентрации плазмы в области отражения $1/\mu$. Он весьма слабо зависит от масштаба расслоения — логарифмически медленно возрастает с уменьшением $1/q$. Неустойчивость приводит к образованию спектра крупномасштабных неоднородностей с поперечными (по x, y) размерами $1/q \gg c/\omega$; неоднородности сильно вытянуты вдоль x . Коэффициент K в (2.32) учитывает поляризацию волны. В окрестности точки отражения для высокочастотной волны с $\omega^2 \gg \omega_H^2$ имеем $K \approx \varphi_n^2$. Поэтому из (2.26) следует, что при малых углах α между магнитным полем \vec{H} и высотой z самофокусировочная неустойчивость развивается для обыкновенной волны ($\varphi_n^2 \approx \sin^2 \alpha$) интенсивнее, чем для необыкновенной.

Выделим теперь влияние диффузионного расплывания. При-

мом для этого, что нагрев носит ярко выраженный локальный характер вблизи точки отражения и что энергия падающей волны сильно поглощается, так что действием отраженной волны можно пренебречь. В ионосфере такой случай реализуется в условиях развитого резонансного поглощения (см. разд. 3, 4). Максимальный инкремент неустойчивости при малых углах $\alpha \ll (\frac{\omega_H}{\omega})^{1/2}$ в этом случае равен

$$\rho_n = \frac{\omega}{48\pi} \left(\frac{\omega}{\omega_H}\right)^{1/2} \frac{k_T D_a \tau_T}{L_T^2} \frac{E_0^2}{N_0 T_{e0}} + \gamma_0, \quad \omega \gg \omega_H, \quad (2.33)$$

где γ_0 — инкремент развития резонансного поглощения. Размер генерируемых неоднородностей при этом минимален в направлении оси x , ортогональной плоскости (z, \vec{H}) :

$$q_{x\text{м}}^2 = \frac{2k\sqrt{\rho_m}}{v_x \sqrt{D_a}}, \quad k = \frac{\sqrt{\omega_H \omega}}{c}, \quad v_x = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_H}. \quad (2.34)$$

Видно, что максимальный инкремент увеличивается пропорционально мощности возмущающей волны. Однако характерные размеры возмущенной области плазмы $L_n \sim \sqrt{D_a/\rho_m}$ и характерные размеры образующихся неоднородностей (2.34) при этом уменьшаются. Отметим, что расслоение плазмы происходит наиболее эффективно, когда масштаб диффузионного расплывания L_n сравнивается с характерным размером осцилляций поля по высоте z : $1/q_x \sim 2k/v_x q_x^2$.

Неустойчивость развивается лишь в полях $E_0^2 > E_{\text{пор}}^2$. В частности, в последнем случае пороговое поле равно

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{E_p^2} \approx \frac{4\nu_e}{\omega} \frac{L_T^2}{k_T L_n^2} \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^{1/2}. \quad (2.35)$$

В условиях F-слоя ионосферы величина порогового поля мала — на один-два порядка меньше характерного плазменного поля E_p .

2.4. Самофокусирующая неустойчивость при наклонном падении радиоволны на ионосферу

Возмущение ионосферы при наклонном падении на нее высокочастотной радиоволны, вообще говоря, существенно слабее,

чем при вертикальном. Действительно, наклонная волна отражается ниже области плазменных резонансов, так что вызываемые ею возмущения обусловлены лишь омическим нагревом плазмы — отсутствуют дополнительные источники нагрева, связанные с резонансным поглощением волны и возбуждением параметрической неустойчивости.

Не менее важным оказывается и влияние радиальной расходимости пучка радиоволн. Образующая наклонными радиолучами каустическая поверхность значительно деформируется уже при небольших углах наклона θ ; область взаимодействия падающих и отраженных лучей при этом сильно уменьшается. При больших углах наклона, т.е. при излучении радиоволн под достаточно малыми углами к горизонту, взаимодействие падающей и отраженной волн становится несущественным и самофокусирующая неустойчивость изменяет свой характер — становится чисто пространственной неустойчивостью.

Неустойчивость плоской волны. Рассмотрим вначале небольшие углы наклона θ . В этом случае можно пренебречь расходимостью лучей радиоволны. Следовательно, в каждой точке пространства на плазму действует как падающая, так и отраженная волна. Взаимодействие между ними по-прежнему определяет механизм и характер развития неустойчивости. Поэтому приведенные в предыдущем разделе 2.3 выражения легко обобщаются на случай наклонного падения плоской волны на ионосферу [34].

Наиболее интенсивное расслоение плазмы происходит при наклонном падении в случае, когда плоскость распространения волны (y, z) совпадает с плоскостью геомагнитного меридиана. Расслоение идет в направлении x , ортогональном плоскости распространения. Неустойчивость носит временной характер. Инкремент неустойчивости $\rho(\theta)$ связан с инкрементом высокочастотной волны при нормальном падении $\rho(0)$ (2.32) простым соотношением:

$$\rho(\theta) = \rho(0) \cos^3 \theta. \quad (2.36)$$

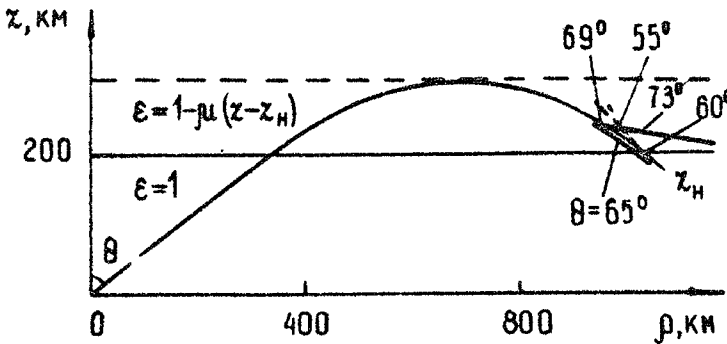
Ослабление неустойчивости связано с относительным уменьшением электронной концентрации в точке отражения (в $\cos^2 \theta$ раз) и с ослаблением фокусировки радиоволны в области отражения (в $\cos \theta$ раз). Отметим, что если волна распространяется не в плоскости геомагнитного меридиана, то инкремент

ослабевает еще и за счет продольной диффузии в направлении x , ортогональном плоскости распространения:

$$\rho(\theta) = \rho(0) \cos^3 \theta - D_a \left(\frac{q_x H_x}{H} \right)^2. \quad (2.37)$$

Описанная здесь неустойчивость качественно сохраняет свой вид и в случае "неплоской" каустики, образованной падающим на ионосферу и расходящимся пучком радиоволн [35]. Разумеется, это справедливо лишь для той области плазмы, где падающие на каустику и отраженные от нее радиолучи пересекаются.

Неустойчивость радиоволн, излучаемых под малым углом к горизонту: Рассмотрим теперь радиоволны, имеющие частоту близкую к максимально применимой частоте слоя $F_2(MUF_2)$ и излученные под малыми углами к горизонту [36]. Это наиболее интересная для реальной ионосферы ситуация, поскольку именно такие условия обычно осуществляются при работе мощных передатчиков коротковолнового диапазона. Радиоволны отражаются вблизи максимума слоя F_2 , а точки касания их лучей с каустикой, вследствие относительно небольшой толщины ионосферы, опускаются далеко вниз и попадают в область, где концентрация электронов мала, либо вообще обращается в нуль; иначе говоря, каустика выходит за пределы ионосферы (рис.3). В этом случае взаимодействием падающей и отраженной волн можно пренебречь.



Р и с. 3

Возникающая тогда неустойчивость, как и в однородной среде, носит стационарный характер и приводит к росту малых граничных возмущений вдоль траектории луча.

Для описания этого явления будем исходить из волнового уравнения

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 E = 0, \quad (2.38)$$

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad \omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m,$$

справедливого в рассматриваемом здесь высокочастотном пределе

$$\omega^2 \gg \omega_0^2, \quad \omega_n^2. \quad (2.39)$$

Решение этого уравнения в слабонеоднородной ионосфере, получаемое в приближении геометрической оптики, позволяет найти изменение амплитуды и фазы волны при смещении вдоль траектории луча \vec{s} .

Представим амплитуду в виде

$$E(s) = E_0 P_\phi(s), \quad (2.40)$$

где символом P_ϕ обозначен, как обычно, фактор фокусировки, а нормированная таким образом амплитуда E_0 не зависит от s , т.е. постоянна вдоль лучевой траектории. Это, однако, справедливо в линейном приближении, в пренебрежении возмущениями концентрации ΔN . При наличии в плазме малых возмущений концентрации $\Delta N \sim E^2$, возникающих вследствие нагрева электронов высокочастотным полем E , амплитуда E_0 в (2.40) испытывает медленные изменения. Эти изменения описываются аналогичным (2.4) параболическим уравнением

$$2ik \frac{\partial E_0}{\partial s} + \Delta_\perp E_0 - \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\Delta N}{N_0} E_0 = 0, \quad (2.41)$$

в котором второе слагаемое учитывает дифракционные эффекты в перпендикулярном лучу направлении.

Рассмотрим теперь устойчивость решения (2.40) по отношению к малым и достаточно коротковолновым возмущениям амплитуды E_0 :

$$E_0 \rightarrow E_0 + \delta E.$$

Производя, как обычно, линеаризацию уравнения (2.41) совместно со стационарными уравнениями переноса (2.6) и переходя к компонентам Фурье в направлениях, ортогональных \vec{s} , находим их решение в виде

$$\delta |E_0|_s^2 = q E_0^2 (\sqrt{2kq_s})^{-1} \left[C_1 \exp(i \int q_s ds) + C_2 \exp(-i \int q_s ds) \right],$$

$$\frac{\delta N_T}{N_0} = -\frac{c^2}{\omega_0^2} \beta_1 \frac{\delta |E_0|_{\vec{q}}}{E_0^2}, \quad q_s^2 = -\frac{q^2}{4k^2} (2\beta_1 - q^2),$$

$$\beta_1 = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\kappa_T L_n^2 q_n^2 - \gamma_1}{(1 + L_n^2 q_n^2)(1 + L_T^2 q_n^2)} \frac{E_0^2 \rho_T \psi}{E_p^2},$$
(2.42)

где \vec{q} - волновой вектор возмущений δN и δE в плоскости, ортогональной \vec{b} , C_1 и C_2 - его проекция на направление магнитного поля, C_1 и C_2 - константы, определяемые из граничных условий на входе волны в ионосферу, они пропорциональны малым граничным возмущениям амплитуды волны δE_0 . Решение (2.42) является естественным обобщением выражений (2.10) на случай "неплоской" волны высокой частоты (2.6), (2.39), распространяющейся в слабонеоднородной среде. Это решение учитывает медленное изменение интенсивности невозмущенной волны (2.40) и волнового вектора расслоения \vec{q} вдоль траектории луча.

Согласно (2.42) пространственная неустойчивость развивается лишь в области $2\beta_1 > q^2$ т.е. в достаточно сильных полях, когда нелинейные эффекты оказываются сильнее дифракционных. Увеличение малых начальных возмущений после прохождения волной области неустойчивости характеризуется коэффициентом

$$G = e^{\alpha}, \quad \alpha = \int q_s ds = \int \frac{q}{2k} \sqrt{2\beta_1 - q^2} ds, \quad (2.43)$$

где интеграл берется по области $2\beta_1 > q^2$. Коэффициент β_1 в этом выражении определен согласно (2.42). Для не слишком длинноволновых возмущений $1/q_n < L_n, L_T$ он записывается в форме

$$\beta_1 = \frac{T_{e0}}{3(T_{e0} + T_i)} \left(\frac{eE v_e \omega_0}{T_{e0} c \omega} \frac{1}{q_n} \right)^2. \quad (2.44)$$

Отсюда следует, что наиболее эффективный рост возмущений происходит в верхней части траектории луча, так как в этой

области концентрация электронов максимальна ($\beta_1 \sim N_0^3$) и групповая скорость почти горизонтальна (рост Δs).

3. Резонансное поглощение

В предыдущем разделе рассматривалась самофокусировочная неустойчивость, вызванная нагревом плазмы в поле мощных радиоволн. Нагрев при этом предполагался в основном омическим, т.е. связанным со столкновительными потерями энергии волны. Вместе с тем плазма в F-области ионосферы разрежена, столкновения электронов здесь сравнительно редки, и могут существовать слабозатухающие собственные колебания плазмы. При выполнении определенных резонансных условий радиоволна эффективно возбуждает эти колебания, что приводит к появлению аномального (бесстолкновительного) механизма диссипации энергии волны, оказывающего важное влияние на характер нелинейных процессов.

В этом разделе будет рассматриваться аномальное резонансное поглощение, вызванное возбуждением плазменных волн на стационарных или квазистационарных неоднородностях плазмы [37-39]. Неоднородности δN предполагаются при этом сильно вытянутыми вдоль магнитного поля, их поперечный размер a мал в сравнении с длиной радиоволны

$$\frac{\omega}{c} a \ll 1. \quad (3.1)$$

Такие неоднородности, если они находятся в области плазменных резонансов, служат как бы резонаторами, возбуждаемыми радиоволной. В отличие от крупномасштабных неоднородностей (2.1), возникающих при самофокусировочной неустойчивости, будем называть их мелкомасштабными. Продольный масштаб квазистационарных неоднородностей в F-слое является всегда достаточно большим — на три-четыре порядка больше их поперечного масштаба вследствие усиленной диффузии и теплопроводности вдоль силовых линий магнитного поля. Мелкомасштабные неоднородности предполагаются заданными, механизм их образования в ионосфере будет рассмотрен в последующем разделе.

Задача состоит в том, чтобы определить поток энергии радиоволны, перетекающий в плазменные волны за счет линейной

трансформации на возмущениях концентрации (3.1). Потенциал φ возбуждаемых продольных колебаний определяется волновым уравнением:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \epsilon_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} \varphi = -4\pi \rho. \quad (3.2)$$

Здесь ρ — плотность зарядов, возникающих вследствие поляризации заданных возмущений концентрации δN в электрическом поле падающей радиоволны \vec{E} . Учитывая, что неоднородности сильно вытянуты вдоль магнитного поля \vec{H} , имеем:

$$\rho = \frac{1}{8\pi(1-u)} \left[\vec{E}_\perp - i\sqrt{u}(\vec{E}_\perp, \vec{h}) \right] \nabla \delta v. \quad (3.3)$$

Здесь $\vec{h} = \vec{H}/H$, $\vec{E}_\perp = \vec{E} - \vec{h}(\vec{E}, \vec{h})$, $\delta v = 4\pi e^2 \delta N / m\omega^2$, использованы обычные обозначения $u = \omega_H^2 / \omega^2$, $v = \omega_0^2 / \omega^2$. (2.5)

Решая линейные уравнения (3.2), (3.3), можно найти потенциал плазменных волн φ и, следовательно, определить исконый поток энергии.

Рассматривая нормальное падение радиоволны на слой плазмы и учитывая, что ионосферная плазма слабонеоднородна, т.е. концентрация электронов медленно нарастает с высотой z ($\lambda \mu \ll 1$, $\mu = -dv/dz$), находим, что при $\omega > \omega_H$ трансформация в плазменные волны существенна только для обыкновенных радиоволн, так как необыкновенная волна отражается ниже области плазменных резонансов. Трансформация происходит вблизи точки фазового синхронизма $z = z_{сф}$, расположенной в окрестности точки верхнегибридного резонанса

z_1 :

$$\omega_0^2(z_1) = \omega^2 - \omega_H^2, \quad v(z_1) = 1 - u. \quad (3.4)$$

Положение точки $z_{сф}$ слабо зависит от поперечных масштабов неоднородности $\vec{K}_\perp = (k_1, k_2 / \cos \alpha)$:

$$z_{сф} \approx z_1 + \frac{\omega_H^2 \cos^2 \alpha}{\mu_1 \omega c^2 k_\perp^2}, \quad \mu_1 = -\left. \frac{dv}{dz} \right|_{z=z_1}, \quad (3.5)$$

где α — угол магнитного поля \vec{H} с вертикалью z .

Полный поток энергии, теряемой радиоволной на возбуждение плазменных колебаний, есть

$$P = (2\pi)^2 \int \rho_{\vec{k}} \Theta(z_{сф} - z) dk_1 dk_2 =$$

$$= (2\pi)^2 \int \sigma(k_1, k_2) \frac{c}{8\pi} E_0^2(z_{\text{ср}}) \Theta(z_{\text{ср}} - z) dk_1 dk_2, \\ \sigma(k_1, k_2) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{c\mu_1} f(\omega) |\delta v(k_1, k_2)|^2, \quad (3.6)$$

$$f(\omega) = \sqrt{\frac{\omega}{\omega_H} \frac{\omega - \omega_H}{\omega + \omega_H}}, \quad \Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x < 0 \end{cases}$$

Он пропорционален интенсивности падающей волны E_0^2 , квадрату возмущений концентрации δN^2 и характерному масштабу $1/\mu_1$, определяемому градиентом концентрации ионосферной плазмы в окрестности точки верхнегибридного резонанса (3.5). При выводе (3.6) принято, что в области верхнегибридного резонанса распространение радиоволны – квазипродольное, т.е. $\sin^2 \alpha \ll 2\omega_H \cos \alpha / \omega$. В ионосфере это условие выполняется на средних и высоких широтах. На низких и приэкваториальных широтах поток теряемой радиоволной в неоднородностях энергии значительно меньше.

Используя (3.6), можно определить коэффициент резонансного поглощения обыкновенной радиоволны:

$$\frac{d}{dz} E_0 = -\frac{2\omega}{c} \mathfrak{K}_1(z) E_0^2, \quad \mathfrak{K}_1(z) = \frac{c}{2\omega S} \int \sigma(k_1, k_2) \delta(z - z_{\text{ср}}) dk_1 dk_2. \quad (3.7)$$

Здесь S – площадь возмущенной области. Коэффициент $\mathfrak{K}_1(z)$ в условиях (3.1), (3.5) имеет резкий максимум в окрестности точки верхнегибридного резонанса z_1 . Интегрируя (3.7) по высоте можно выразить интенсивность отраженной от ионосферы волны $E_0^{(-)2}$ через интенсивность падающей $E_0^{(+2)}$:

$$E_0^{(-)2} = E_0^{(+2)} \exp(-\overline{\delta v^2} / \delta v_{\text{кр}}^2) \quad (3.8)$$

Здесь $\overline{\delta v^2} = (1-u)^2 \left(\frac{\delta N}{N_0} \right)^2$ – среднеквадратичное возмущение концентрации электронов, а $\delta v_{\text{кр}}^2$ – характерная величина возмущения, равная

$$\delta v_{\text{кр}}^2 = \frac{c\mu_1}{\omega} \frac{1}{\pi f(\omega)}. \quad (3.9)$$

При

$$\left(\frac{\delta N}{N_0}\right)^2 \geq \delta v_{кр}^2 \quad (3.10)$$

большая часть энергии падающей радиоволны трансформируется в колебания плазмы. Резонансное поглощение обыкновенной радиоволны в ионосфере является в этом случае аномально сильным, почти полным.

Выше рассматривались неоднородности, поперечный размер которых мал в сравнении с длиной падающей радиоволны (3.1). Линейная трансформация обыкновенной волны в необыкновенную (плазменную) имеет место и на неоднородностях, размер которых сравним с длиной радиоволны [40]:

$$\frac{\omega}{c} a \lesssim 1. \quad (3.11)$$

При этом трансформация происходит во всей области

$$\omega^2 - \omega_H^2 \leq \omega_0^2 \leq \omega^2, \quad (3.12)$$

а не только в окрестности верхнегибридного резонанса. Расчет показывает, однако, что при одинаковых $\delta N/N_0$ мелкомасштабные неоднородности вносят главный вклад в поглощение. Исключение составляют лишь волны с частотой, близкой к гирочастоте электронов $\omega \approx \omega_H$, так как для них мелкомасштабное поглощение подавлено (из (3.9) следует, что при $\omega \rightarrow \omega_H$, $\delta v_{кр}^2 \rightarrow \infty$).

Отметим, что плазменные колебания, генерируемые в ионосфере мощной радиоволной, частично затухают из-за соударений электронов, а частично — вследствие затухания Ландау вблизи резонансной точки x_p :

$$N_0(x_p) = \frac{\omega^2}{4\pi e^2} \frac{\omega - \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_H^2 \cos^2 \alpha}. \quad (3.13)$$

4. Резонансная неустойчивость

В разд. 3 было показано, что в области плазменных резонансов возникает интенсивная линейная трансформация поперечной электромагнитной волны на мелкомасштабных неоднородностях концентрации (3.1) в собственные продольные колебания плазмы. Этот процесс может привести к быстрому росту самих неоднородностей. Действительно, часть энергии продольных волн идет на нагрев электронов в неоднороднос —

тах. Благодаря этому неоднородности могут усилиться, что в свою очередь ведет к увеличению трансформации поперечной волны. Это снова вызывает рост неоднородностей и т.д. Возникающая таким образом неустойчивость приводит к резкому усилению неоднородной структуры плазмы, к разрушению плазменного слоя в области резонансов. Эта неустойчивость называется резонансной [37,41]. В ионосферных условиях она развивается только в поле обыкновенной радиоволны частоты $\omega > \omega_H$ в области ее отражения. Существенной особенностью резонансной неустойчивости является ее нелинейный характер — эффективный рост возмущений концентрации начинается лишь с некоторого порогового значения $|\delta N| > \delta N_{пор}$.

Исследованию резонансной неустойчивости посвящен настоящий раздел.

4.1. Постановка задачи. Основные уравнения

Пусть обыкновенная электромагнитная волна высокой частоты

$$\omega > 2\omega_H \quad (4.1)$$

нормально падает на плоской слабонеоднородной замагниченной плазмы с редкими соударениями $\nu_e \ll \omega_H$. Допустим, что в окрестности верхнегибридного резонанса (3.4) $\omega_0^2(z_1) = \omega^2 - \omega_H^2$ в плазме существуют неоднородности концентрации δN , сильно вытянутые вдоль магнитного поля \vec{H} ; поперечный размер неоднородностей ρ мал (3.1). Рассмотрим развитие этих неоднородностей во времени.

Согласно результатам разд.3, вследствие поляризации неоднородностей в поле обыкновенной радиоволны в окрестности верхнегибридного резонанса интенсивно возбуждаются продольные колебания плазмы. Групповая скорость продольных волн в этой области мала. В результате значительная часть энергии продольных колебаний поглощается непосредственно в объеме порождающей их неоднородности и нагревает ее. Под действием нагрева величина и форма неоднородности изменяются. Случай резкого увеличения возмущений концентрации, т.е. резкого усиления неоднородностей, и соответствует возбуждению резонансной неустойчивости.

Важной особенностью процесса возбуждения плазменных волн на неоднородностях является его квазистационарный характер: время изменения возмущений концентрации определяется медленными диффузионными процессами. Поэтому частота продольных колебаний практически совпадает с частотой волны накачки ω . Квазистационарность позволяет разбить общую динамическую задачу развития неоднородностей в поле обыкновенной волны на две части:

1. Определение потенциала продольных волн ψ , генерируемых в поле обыкновенной волны на заданной неоднородности δN , определение области омической диссипации продольных волн и вычисление источника теплового нагрева неоднородности $\delta Q_e[\delta N]$.

2. Расчет пространственного и временного изменения неоднородности δN при найденном источнике $\delta Q_e[\delta N]$.

Потенциал продольных волн определен обобщенным уравнением Пуассона, близким к (3.2):

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \hat{\epsilon}_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} - \frac{\omega_H^2}{c^2} \right) \psi = -4\pi \rho. \quad (4.2)$$

Здесь $\hat{\epsilon}_{ij}$ - дифференциальный оператор тензора диэлектрической проницаемости бесстолкновительной плазмы, в котором основную роль играет холодноплазменный тензор ϵ_{ij} . В отличие от уравнения (3.2) в (4.2) учтены слабая пространственная дисперсия продольных волн ($\hat{\epsilon}_{ij} - \epsilon_{ij}$) и "поперечная" поправка ω_H^2/c^2 . Они существенны при определении диссипации продольной волны. Источник теплового нагрева

$$\delta Q_e = \frac{\nu}{2\pi} \frac{1+u}{1-u} |\nabla_{\perp} \psi|^2, \quad (4.3)$$

где ν_e - эффективная частота соударений электронов.

Развитие во времени мелкомасштабных возмущений концентрации и температуры электронов δN и δT_e в однородной сильно ионизованной плазме под действием источника тепловой энергии δQ_e описывается уравнениями диффузии и теплопроводности для электронов [42]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\delta T_e}{T_{e0}} - D_{eH} \Delta_{\parallel} \left[1,71 \left(1,71 \frac{\delta T_e}{T_{e0}} + \kappa_T^{-1} \frac{\delta N}{N_0} \right) + 3,16 \cdot 0,51 \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right] -$$

$$-D_{e\perp} \Delta_{\perp} \left(2,66 \frac{\delta T_e}{T_{e0}} - \frac{1}{2} \kappa_T^{-1} \frac{\delta N}{N_0} \right) + R_T = \frac{\delta Q_e}{N_0 T_{e0}},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\delta N}{N_0} - D_{e\parallel} \Delta_{\parallel} \left(1,71 \frac{\delta T_e}{T_{e0}} + \kappa_T^{-1} \frac{\delta N}{N_0} \right) - D_{e\perp} \Delta_{\perp} \left(-\frac{1}{2} \frac{\delta T_e}{T_{e0}} + \kappa_T^{-1} \frac{\delta N}{N_0} \right) + R_N = 0,$$

$$D_{e\parallel} = \frac{T_{e0}}{0,51 m \nu_e}, \quad D_{e\perp} = \frac{\nu_e T_{e0}}{m \omega_H^2}, \quad \kappa_T = \frac{T_{e0}}{T_{e0} + T_i}.$$

Здесь учтена как продольная, так и поперечная диффузия электронов, существенная для мелкомасштабных неоднородностей; символами Δ_{\parallel} , Δ_{\perp} обозначены операторы Лапласа по параллельным и перпендикулярным \vec{H} направлениям, $D_{e\parallel}$ и $D_{e\perp}$ соответствующие коэффициенты продольной и поперечной диффузии электронов. Релаксационные слагаемые R_T , R_N в рассматриваемом здесь пределе мелкомасштабных неоднородностей обычно несущественны. В уравнении (4.4) опущен нелинейный член дрейфового происхождения $T_i \hbar [\nabla \delta T_e, \nabla \delta N] / m \omega_H N_0 T_{e0}$.

В случае не слишком малых возмущений $\delta N/N_0 \sim \delta T_e/T_{e0} > \nu_e/\omega_H$ этот член значителен в сравнении с линейными диссипативными слагаемыми и приводит к симметризации неоднородностей относительно магнитного поля \vec{H} . Поэтому в дальнейшем рассматриваются симметризованные неоднородности с $\nabla_{\perp} \delta N \parallel \nabla_{\perp} \delta T_e$ (например, цилиндрически-симметричные или плоские), для которых этот нелинейный член обращается в нуль. Уравнения (4.4) справедливы при условии, что поперечный размер неоднородностей удовлетворяет условиям

$$a \gg \rho_{ne}, \quad a \gg D_e = (T_{e0}/4\pi e^2/N_0)^{1/2},$$

где D_e - дебаевский радиус, а ρ_{ne} - ларморовский радиус электронов. Существенно, что a может быть много меньше ларморовского радиуса ионов. Возмущения ионов описываются при этом кинетическим уравнением. В квазистационарных условиях они несут, однако, равновесный характер и при заданном возмущении электронов определяются прямо из условий квазинейтральности и равновесия [42]. Это позволяет исключить из (4.4) "квазинейтральное" электрическое поле, связанное с малым разделением зарядов в плазме.

4.2. Нагрев неоднородностей концентрации

Трансформация поперечной волны в продольные на мелко-масштабных неоднородностях (3.1) происходит в окрестности верхнегибридного резонанса в точке фазового синхронизма (3.5). Полный поток энергии плазменных колебаний P , возбуждаемых на данной неоднородности δv , определяется выражением (3.6). Например, в случае гауссовского распределения концентрации в неоднородности

$$\begin{aligned} \delta v(r_1) &= \delta v_1 \exp(-r_1^2/a^2), \\ P &= \frac{\pi a^2}{16 \cos \alpha} E_0^2 \frac{\omega}{\mu_1} (\delta v_1)^2 f(\omega). \end{aligned} \quad (4.5)$$

С точностью до множителя порядка единицы это выражение справедливо и для неоднородностей иной формы при тех же значениях максимального возмущения δv_1 и эффективного поперечного размера a .

Найдем теперь долю полной энергии (4.5), поглощаемую в объеме данной неоднородности. Эта величина определяется временем группового выноса продольных колебаний и скоростью их диссипации. Из уравнения (4.2) следует, что групповая скорость плазменных волн $\bar{v}_g = d\omega/dk$ в окрестности верхнегибридного резонанса равна

$$\begin{aligned} \bar{v}_{g1} &= \frac{\omega \bar{k}_1}{k_1^2} u(1-u) \left[\frac{k_{H1}^2}{k_1^2} + \frac{\omega^2}{k_1^2 c^2} + 3(k_1 D_e)^2 \frac{1-u}{u(1-u)} \right] R, \\ \bar{v}_{gH} &= -\frac{\omega \bar{k}_H}{k_1^2} u(1-u) R. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Фактор R при $\omega \neq 2\omega_H$ близок к единице (см. (4.16)). В окрестности верхнегибридного резонанса $k_H \rightarrow 0$ соответственно и скорость $\bar{v}_{gH} \rightarrow 0$. Скорость \bar{v}_{g1} тоже резко убывает в этой области. Однако она не обращается в нуль, а имеет конечную величину, определяющуюся "поперечными" и тепловыми поправками (соответственно второй и третий члены в квадратных скобках).

Диссипация продольных волн за счет соударений электронов определяется декрементом затухания

$$\gamma = \frac{1}{2} \nu_e (1+u) R. \quad (4.7)$$

Учитывая, что характерное волновое число возбуждаемых продольных колебаний определяется поперечным размером неоднородности Q : $k_{\perp} \approx Q^{-1}$, можно оценить с помощью (4.6), (4.7) время выноса продольных волн из объема неоднородности $t_g = a/v_{\perp}(a^{-1})$ и относительную долю теряемой при этом энергии $\Delta = 2\gamma t_g$. В результате для источника нагрева δQ_e в уравнениях (4.4) в случае сильно вытянутых вдоль \vec{H} неоднородностей получаем:

$$\delta \tilde{Q}_e(\delta v) = \int \delta Q_e dx_{\parallel} = \frac{E_0 v_e f(\omega)}{\mu_0 16 \cos \alpha} (\delta v_{\perp})^2 F_1(\alpha),$$

$$F_1(\alpha) = \left(\frac{c}{\omega_{\perp} a} \right)^2 \frac{\omega^2 + \omega_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_{\perp}^2} \left[\frac{\omega_{\perp}}{\omega} \cos^2 \alpha + 1 + \left(\frac{a_m}{a} \right)^2 \right]^{-1};$$

$$a_m = \left(3 D_e \frac{c}{\omega_{\perp}} \right)^{1/2} R_1, \quad R_1 = \left(\frac{\omega^2 - \omega_{\perp}^2}{\omega^2 - 4\omega_{\perp}^2} \right)^{1/4}.$$
(4.8)

Отсюда следует, что наиболее интенсивный нагрев неоднородностей происходит при $Q \approx Q_m$. Это связано с тем, что групповая скорость выноса колебаний $v_{g\perp}(k_{\perp} = 1/Q)$ растет с увеличением Q при $Q > Q_m$ за счет тепловых поправок, а при $Q < Q_m$ — за счет поперечных. В результате интенсивность нагрева в обоих случаях уменьшается. Поэтому параметр Q_m представляет собой оптимальный поперечный размер неоднородностей. Он определяется дисперсионными свойствами продольных колебаний в области верхнегибридного резонанса. При $k_{\perp}^{-1} = Q \approx Q_m$ тепловые и поперечные поправки в уравнении (4.6) сравниваются. Величина $Q_m \sim \left(D_e c / \omega_{\perp} \right)^{1/2}$, так как тепловые поправки пропорциональны D_e^2 / a^2 , а поперечные — $\omega_{\perp}^2 a^2 / c^2$.

Детальные численные расчеты достаточно хорошо — с точностью до множителя близкого к единице — подтверждают аналитические формулы (4.8) [43]. Отметим, что в динамическом анализе, проведенном выше, пренебрегалось диффузионной перекачкой энергии продольных колебаний по спектру волновых векторов за счет их рассеяния на возмущениях концентрации δN . Этот процесс определяется характерным временем перекачки t_k (см. [38]). Сопоставляя его с временем группового выноса колебаний t_g , находим условие применимости решения (4.8) в виде [41]:

$$\frac{t_n}{t_g} \sim \left(\frac{l_1}{\delta v_1}\right)^2 \left(\frac{\omega_n a}{c}\right)^6 \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^3 \left[\frac{\omega_n}{\omega} \cos^2 \alpha + 1 + \left(\frac{a_m}{a}\right)^4\right]^4 \gg 1. \quad (4.9)$$

Здесь l_1 — отношение продольного размера неоднородностей к их поперечному размеру (параметр вытянутости). В F-слое ионосферы неоднородности вытянуты сильно $l_1 \gg 10^3$, так что условие (4.9) там обычно выполняется. Отметим, что в области низких частот $\omega_n < \omega < 2\omega_n$ тепловая поправка в выражении (4.6) для групповой скорости меняет знак, что приводит к существенному ослаблению группового выноса. В этом случае роль рассеяния продольных волн может существенно возрасти.

4.3. Возбуждение резонансной неустойчивости

Перейдем теперь ко второй части задачи — исследованию развития квазистационарных неоднородностей в результате их дополнительного нагрева за счет диссипации продольных колебаний плазмы. Этот процесс описывается уравнениями (4.4) с источником нагрева (4.8). Общее решение этих уравнений для вытянутых осесимметричных неоднородностей можно представить в виде

$$\delta v(r_1, t) = (1-u) \iint_{-\infty}^t G(t-t', |\vec{r}_1 - \vec{r}'_1|) \frac{\delta \tilde{Q}_e(r'_1, t')}{N_0 T_{e0}} dr'_1 dt' + \delta v_0(r_1, t),$$

$$\delta \tilde{Q}_e(r_1, t) = \int \delta Q_e dr_n, \quad (4.10)$$

где $\delta v = 4\pi e^2 \delta N / m \omega^2$ — безразмерное возмущение концентрации, $\delta \tilde{Q}_e$ — усредненный вдоль \vec{H} источник нагрева, локализованные в области верхнегибридного резонанса (3.4), $G(t, r_1)$ — функция Грина уравнений (4.4), δv_0 — начальное "затравочное" возмущение, не связанное с рассматриваемым здесь механизмом нагрева неоднородностей.

Примем во внимание, что характерный поперечный размер наиболее интенсивного прогрева неоднородностей a_m (4.8) весьма мал. В условиях F-слоя ионосферы он оказывается значительно меньше ларморовского радиуса ионов ρ_{ni} и минимального поперечного размера стационарных неоднородностей L_{10} :

$$L_{10} \approx \frac{v_e}{\omega_n} L_T \sim \frac{\rho_{ne}}{\sqrt{\delta}}, \quad a_m^2 \ll L_{10}^2, \quad (4.11)$$

определяемого характерной длиной теплопроводности электронов (2.8). Общее исследование [44] показывает, что мелкомасштабные возмущения с $a \sim a_m$ порождаются лишь достаточно быстро растущими источниками нагрева, когда процессами переноса поперек магнитного поля можно пренебречь (в противном случае возмущения концентрации расплываются по области с поперечными размерами L_{10}). В этих условиях выражение для функции Грина $G(t, r_1)$ в уравнении (4.10) принимает простой вид. Для концентрации в центре неоднородности $r_1 = 0$, т.е. в максимуме возмущения, тогда получаем уравнение:

$$\delta v_1(t) = -K_1(a) \int_0^t \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \delta v_1^2(t') + \delta v_{01}(t),$$

$$K_1(a) = \frac{E_0^2 v_e}{N_0 T_{e0} \mu_1} \frac{K(k_T)}{16 \cos \alpha \sqrt{D_{en}}} \frac{1-u^2}{u^4 (1+\sqrt{u})^2} \left(\frac{c}{\omega_n a} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{a_m}{a} \right)^4 \right]^{-1},$$

$$K(k_T) \approx 0,3 k_T \left[(0,966 + \sqrt{k_T})^2 + 1,82 k_T \right]^{-1/2}. \quad (4.12)$$

Здесь $t=0$ - момент включения поля E_0 .

Нетрудно убедиться, что уравнение (4.12) имеет нарастающее решение, соответствующее рассматриваемой здесь резонансной неустойчивости. В асимптотическом пределе $|\delta v_1| \gg |\delta v_{01}|$ это решение имеет вид

$$\delta v_1(t) = -\frac{1}{\pi K_1(a)} (t_0 - t)^{-1/2}, \quad t_0 = \text{const.} \quad (4.13)$$

Отсюда видно, что резонансная неустойчивость носит взрывной характер. Она вызывает быстрый рост отрицательных возмущений концентрации (положительные возмущения, естественно, тоже нарастают при этом, в силу сохранения полного числа частиц).

Порог неустойчивости определяется релаксационными процессами — электронной теплопроводностью и диффузией плазмы поперек магнитного поля. Неустойчивость развивается, если

$$|\delta v_1| = \frac{4\pi e^2 |\delta N(\nu_1=0)|}{m \omega^2} > \delta v_1^* \left\{ \frac{a}{2a_m} \left[1 + \left(\frac{a_m}{a} \right)^4 \right] \right\},$$

$$\delta v_1^* = C_1 \frac{N_0 T_{e0} u^4}{E_0^2},$$

$$C_1 = \frac{64 \cos \alpha}{\pi K(k_T)} \frac{(1 + \sqrt{u})^2}{(1 - u)^2} \mu_1 a_m \frac{\omega_n^2}{c^2 \nu_e} \sqrt{D_{en} D_{el}}, \quad (4.14)$$

Значения параметров берутся здесь в точке верхнегибридного резонанса. Условие (4.14) указывает величину возмущения $|\delta N(\nu_1=0)|$, при превышении которой развивается резонансная неустойчивость. Видно, что это возмущение минимально. $|\delta v_1|_{\min} \approx \delta v_1^*$ при $a = a_m$. В противоположном (4.14) случае процессы поперечного переноса играют определяющую роль и уравнения (4.4), (4.10) не имеют нарастающих решений, начальные неоднородности со временем расплываются и ослабевают, поэтому параметр δv_1^* определяет пороговое значение затравочных возмущений концентрации в заданном поле E_0 . Величина δv_1^* пропорциональна градиенту концентрации в слое плазмы μ_1 , она убывает с увеличением интенсивности падающей на плазму обыкновенной волны накачки E_0^2 .

В другой постановке задачи, при фиксированном уровне начальных возмущений $\delta v_1 \sim \delta v_{01}$, условие (4.14) позволяет найти пороговую величину интенсивности падающей волны E_0^2 , обеспечивающей развитие неустойчивости от заданного уровня шумов:

$$E_{\text{пор}}^2 \approx N_0 T_{e0} u^{1/4} \frac{C_1}{\delta v_{01}}, \quad \alpha \approx \alpha_m. \quad (4.15)$$

Отсюда следует, что пороговая интенсивность убывает с увеличением начальных возмущений концентрации δv_{01} и энергично возрастает с ростом температуры электронов T_{e0} :

$$E_{\text{пор}}^2 \sim T_{e0}^{15/4}.$$

Более подробный анализ динамики развития неоднородностей, проведенный с использованием численных расчетов [43], показывает, что в области $\alpha \geq \alpha_m$ происходит не только рост, но и сжатие (схлопывание) неоднородностей в ортогональном \underline{H} направлении. Этот процесс подобен схлопыванию при самофокусировке пучков [45] или коллапсу ленгмюровских волн [46]; однако он анизотропен, имеет тепловую, а не стрикционную природу и связан с неоднородностью нагрева мелкомасштабных возмущений концентрации. Важно, что самосжатие неоднородностей при $\alpha > \alpha_m$ и аналогичный процесс их уширения при $\alpha < \alpha_m$ способствуют стабилизации их поперечного размера вблизи значения $\alpha \approx \alpha_m$.

4.4. Резонанс вблизи удвоенной гирочастоты $\omega \approx 2\omega_H$

В случае, когда частота электромагнитной волны близка к удвоенной гирочастоте электронов $\omega \approx 2\omega_H$, $u \approx 1/4$, $v(z_1) = 1 - u \approx 3/4$, эффекты ее взаимодействия с плазмой резонансно усиливаются [41]. Во-первых, при $\omega \approx 2\omega_H$ изменяется групповая скорость продольных волн - она определяется формулами (4.6) с

$$R = \frac{(1-4u)^2}{(1-4u)^2 + 3(\kappa_{\perp} D_e)^2 (1-u)^2}. \quad (4.16)$$

Видно, что с приближением ω к $2\omega_H$, точнее, при

$$\frac{\omega - 2\omega_H}{2\omega_H} \lesssim (\kappa_{\perp} D_e) \quad (4.17)$$

групповая скорость существенно уменьшается.

Во-вторых, увеличивается поглощение продольных волн — становится существенным бесстолкновительное поглощение Ландау и возрастает столкновительная диссипация. Полный коэффициент поглощения γ_H при $\omega \approx 2\omega_H$ можно представить в виде

$$\gamma_H = \gamma + \Delta\gamma, \quad (4.18)$$

где γ по-прежнему описывается формулами (4.7), (4.16), а дополнительное поглощение $\Delta\gamma$ равно

$$\Delta\gamma = \left(\frac{3}{4}\right)^3 (\kappa_{\perp} D_e)^2 \frac{2\omega_H}{\omega - 2\omega_H} \left(\frac{v_e 2\omega_H}{\omega - 2\omega_H} + 2\omega_H \sqrt{\pi} z e^{-z^2} \right) R, \\ z = \frac{\omega - 2\omega_H}{2\omega_H} \left(\frac{mc^2}{T_{e0} \cos^2 \alpha} \right)^{1/2}. \quad (4.19)$$

Используя полный декремент затухания (4.18), находим интенсивность нагрева $\delta \tilde{Q}_e$ в центре вытянутой неоднородности (4.8) с учетом дополнительной диссипации (4.19). При выполнении условия (4.17) нагрев неоднородностей существенно усиливается. Важно, что $\Delta\tilde{\gamma} = \Delta\gamma(\kappa_{\perp} = 1/a)/R$ энергично возрастает с уменьшением размера неоднородностей ($\sim 1/a^2$). Поэтому максимальная интенсивность нагрева достигается теперь не в узком интервале значений $a \approx a_m$, а в широкой области поперечных масштабов

$$a \lesssim a_m = \left(D_e \frac{c}{\omega_H} \right)^{1/2} \left(\frac{g \cdot 2\omega_H}{\delta |\omega - 2\omega_H|} \right)^{1/4}. \quad (4.20)$$

Величина источника нагрева при этом не зависит от поперечного размера неоднородностей, она равна:

$$\delta \tilde{Q}_e = \frac{E_0^2 \delta v_i^2}{24\sqrt{2} \cos \alpha \mu_1} \left[\frac{v_e 2\omega_H}{|\omega - 2\omega_H|} + 2\omega_H \sqrt{\pi} |z| e^{-z^2} \right], \quad (4.21)$$

Отсюда видно, что в области (4.17) источник $\delta \tilde{Q}_e$ нарастает вначале как $2\omega_H/|\omega - 2\omega_H|$, а в области $|\omega - 2\omega_H|$:

: $2\omega_n \approx \sqrt{T_{e0}/mc^2}$ – экспоненциально. Такое увеличение интенсивности нагрева мелкомасштабных неоднородностей приводит к значительному усилению резонансной неустойчивости в окрестности двойной гирочастоты. Аналогичный эффект резонансного усиления неоднородностей вследствие увеличения их нагрева может возникнуть и при $\omega \approx 3\omega_n$. Однако дополнительное поглощение продольных волн при $\omega \approx 3\omega_n$ приблизительно в $(K_1 \rho_{ne})^2$ раз слабее, чем в рассмотренном здесь случае $\omega \approx 2\omega_n^*$.

4.5. Начальные неоднородности. Насыщение . Гистерезис

Выше было показано, что резонансная неустойчивость развивается быстро, но развивается лишь при наличии некоторого уровня начальных "затравочных" неоднородностей δN_0 в области верхнегибридного резонанса. Эти начальные неоднородности могут существовать в ионосферной плазме в естественных условиях. Кроме того, они могут генерироваться за счет других нелинейных механизмов. Укажем некоторые возможные пути возникновения начальных неоднородностей.

Мелкомасштабная дрейфово-диссипативная неустойчивость развивается в плазме при наличии заметных градиентов концентрации N_0 и температуры электронов T_{e0} поперек магнитного поля [48]. Характерное время развития мелкомасштабных возмущений $\Delta t \sim 10^2 m \nu_e L_1^2 / T_{e0}$, где L_1 – характерный размер изменения параметров плазмы в ортогональном к \vec{H} направлении.

Заметим, что поперечные градиенты N_0 и T_{e0} в невозмущенной ионосфере могут быть небольшими. В этом случае мелкомасштабная дрейфово-диссипативная неустойчивость при воздействии радиоволн на ионосферу развивается в два этапа. Вначале возникают крупномасштабные неоднородности за счет самофокусировочной неустойчивости. Это

* В [47] показано, что в ионосфере, кроме рассмотренного эффекта, на процесс теплового возбуждения мелкомасштабных неоднородностей при $\omega \approx 2\omega_n$ существенно влияет регулярная неоднородность магнитного поля.

приводит к появлению значительных градиентов N_0 и T_{e0} , которые и служат причиной возникновения мелкомасштабной неустойчивости.

Перегревная неустойчивость возникает вследствие резкого падения частоты соударений с ростом температуры электронов T_e . Электроны не успевают передать ионам и молекулам поступающую к ним энергию, и наступает перегрев — срыв и резкое возрастание электронной температуры [49,50]. В области срыва при учете поперечной теплопроводности и диффузии возникает мелкомасштабное расслоение плазмы [27]. К аналогичному эффекту приводит также положительная обратная связь между возмущениями температуры и концентрации электронов, возникающая вследствие перекрестного процесса термодиффузии при нелинейной зависимости источника нагрева от концентрации электронов N_0 [51]. В F-слое ионосферы такое расслоение может возникнуть как под воздействием поля волны, так и под воздействием других источников нагрева, например, потоков электронов, высыпавшихся вдоль силовых линий магнитного поля, ионосферного электрического поля [52], фотоэлектронов.

Линейная тепловая параметрическая неустойчивость по своей физической природе близка к резонансной неустойчивости и отличается от нее тем, что учитывает нагрев неоднородностей за счет совокупного действия падающей радиоволны E_0 и плазменной волны $E_{\text{пл}} = -\nabla\psi$: $\delta Q_e \sim E_0 E_{\text{пл}} \sim E_0^2 \delta N$ [53-56]. В резонансной неустойчивости рассматривался только нагрев плазменными волнами (разд. 4.2): $\delta Q_e \sim E_{\text{пл}}^2 \sim E_0^2 \delta N^2$, что справедливо при достаточно высоком уровне поля плазменных волн, т.е. при достаточно высоком уровне неоднородностей, когда

$$\delta N > \delta N_k \approx (\omega_m a_m / c)^2 N_0,$$

где a_m — эффективный поперечный размер неоднородностей (4.8). При $\delta N < \delta N_k$ линейный нагрев более существен. Его действие приводит к возбуждению мелкомасштабных неоднородностей независимо от их начального уровня, если только амплитуда поля падающей радиоволны E_0 превосходит пороговое поле $E_{\text{пор}}$. Таким образом, линейная тепловая параметрическая неустойчивость может служить источ-

ником затравочных неоднородностей для резонансной неустойчивости в случае сильных полей $E_0 > E'_{\text{пор}}$ *).

Остановимся теперь на процессе стабилизации резонансной неустойчивости. Насыщение связано с аномальным поглощением (3.8) вызывающей неустойчивость радиоволны на мелкомасштабных неоднородностях.

Вследствие этого поглощения электрическое поле E_0^2 в условии (4.14), определяющем область неустойчивости, уменьшается в

$$\exp(-\overline{\delta v^2}/2\delta v_{\text{кр}}^2)$$

раз, так что это условие принимает вид

$$\frac{E_0^2}{N_0 T_{e0} u^{1/4}} \overline{\delta v} \exp(-\overline{\delta v^2}/2\delta v_{\text{кр}}^2) \geq C_1. \quad (4.22)$$

Здесь учтено, что поглощение падающей волны вдвое меньше, чем отраженной. Принято также приближенно, что возмущения концентрации δv_1 в центре неоднородностей совпадают с усредненным значением

$$\overline{\delta v} = \sqrt{\overline{\delta v^2}} \simeq \delta v_1.$$

Область неустойчивости изображена на рис.4. В соответствии с (4.22) резонансная неустойчивость развивается лишь при

$$E_0^2 \geq 1,3 E_m^2, \quad E_m^2 = \frac{C_1}{\delta v_{\text{кр}}} N_0 T_{e0} u^{1/4}. \quad (4.23)$$

Верхняя кривая 1 на рис.4 показывает зависимость установившихся возмущений концентрации от интенсивности падающей волны. Видно, что в сильных полях $E_0^2 \gg E_m^2$ установившийся уровень логарифмически увеличивается с ростом E_0^2 :

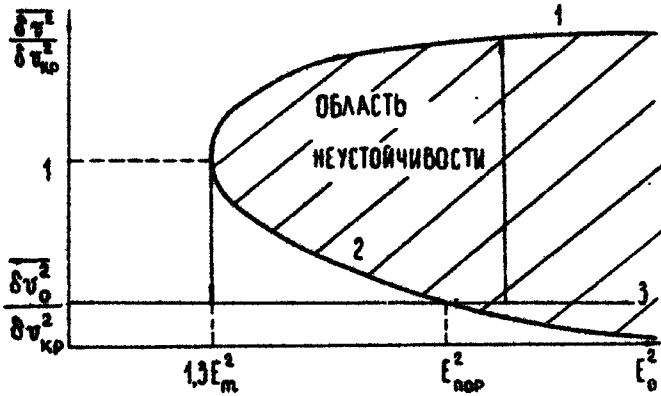
*) Отметим, что нелинейная стадия тепловой параметрической неустойчивости, рассмотренная в [57], по своей физической сущности близка к резонансной. Различие в результатах работ [37,41] и [57] связано с особенностями методов описания: в теории резонансной неустойчивости использован динамический подход (рассматривается нелинейная динамика отдельной неоднородности), в тепловой параметрической — усредненный, статистический подход.

$$\overline{\delta v^2} = 2 \delta v_{кр}^2 \ln(E_0^2 / E_m^2). \quad (4.24)$$

Нижняя ветвь кривой 2 на том же рисунке соответствует порогу возбуждения резонансной неустойчивости, величина которого уменьшается с ростом интенсивности E_0^2 (см. (4.15)) :

$$\frac{\overline{\delta v}}{\delta v_{кр}} = \frac{E_m^2}{E_0^2}. \quad (4.25)$$

Прямая 3 указывает заданный начальный уровень мелкомасштабных возмущений в плазме $\overline{\delta v^2} = \delta v_0^2$.



Р и с.4.

Из рисунка следует, что возбуждение неустойчивости при заданном уровне начальных возмущений происходит в полях $E_0^2 > E_{пор}^2$, где величина $E_{пор}^2$ определяется выражением (4.25) при $\delta v = \delta v_0$. Исчезновение же неустойчивости происходит при существенно меньших значениях поля $E_0^2 \approx 1,3 E_m^2$ (4.23). Таким образом, имеет место гистерезис зависимости установившихся значений возмущений концентрации $\overline{\delta v^2}$ от интенсивности падающей на ионосферу волны E_0^2 . Наличие гистерезиса является естественным следствием нелинейного характера резонансной неустойчивости.

4.6. Модуляционный провал. Модуляционный гистерезис

Рассмотрим нестационарные явления. Процесс релаксации мелкомасштабных неоднородностей носит диффузионный характер. Время релаксации τ_p определяется поперечной диффузией электронов:

$$\tau_p \approx \frac{a^2}{4D_{e1}} = \frac{a^2 m \omega_n^2}{4\nu_e T_{e0}}, \quad a \approx a_m = \left(\sqrt{3} D_e \frac{c}{\omega_n} \right)^{1/2}. \quad (4.26)$$

Время нарастания неоднородностей существенно зависит от величины возмущений концентрации δN . В этом проявляется нелинейный, взрывной характер резонансной неустойчивости. Можно выделить два характерных времени нарастания — медленное время для малых начальных возмущений τ_0 и быстрое время для неоднородностей вблизи насыщения (4.24) (см. (4.13)).

$$\tau_k \approx (\pi K_1 \delta v)^{-2} \sim 1/\delta N^2 E_0^4.$$

Специфические эффекты роста и релаксации неоднородностей проявляются при возмущении ионосферы модулированной по амплитуде радиоволновой [58]. Картина существенно меняется при этом в зависимости от интенсивности возмущающей волны, глубины и частоты ее модуляции. Будем считать, что глубина модуляции близка к единице, т.е. поле как бы периодически включается и выключается. Если амплитуда поля волны превосходит пороговое поле резонансной неустойчивости, то в зависимости от частоты модуляции возможны следующие случаи.

1. При очень большом периоде модуляции

$$T \gg \tau_p, \tau_0 \quad (4.27)$$

в каждый момент времени неустойчивость развивается практически так же, как в постоянном поле $E = \text{const}$. Интенсивность неоднородностей при этом "следит" за полем: вблизи максимумов поля она достигает стационарных значений насыщения $\delta N^2 \sim \delta N_{кр}^2$ (4.24), а во время

выключения поля возвращается к своему затравочному начальному значению δN_0 .

2. С уменьшением периода модуляции в случае

$$\tau_p < T < \tau_0 \quad (4.28)$$

мелкомасштабные неоднородности релаксируют за время выключения поля и не успевают заметно возрасти за время его включения. Поэтому в условиях (4.28) резонансная неустойчивость не развивается и возмущения концентрации в неоднородностях остаются порядка δN_0 . Это явление и называют "модуляционным провалом" интенсивности мелкомасштабных неоднородностей. Условие

$$\tau_p \ll \tau_0, \quad (4.29)$$

необходимое для его реализации, обеспечивается нелинейным характером резонансной неустойчивости. При этом, поскольку время τ_0 быстро убывает с ростом амплитуды поля E_0 , модуляционный провал может наблюдаться лишь в не слишком сильных полях, близких к пороговому значению

$$E_0^2 \sim E_{\text{пор}}^2, \quad (4.30)$$

когда время развития неоднородностей τ_0 достаточно велико. При большом превышении порога скорость роста мелкомасштабных неоднородностей быстро увеличивается и становится больше скорости их диффузионной релаксации. Условие (4.29) нарушается, и эффект модуляционного провала отсутствует.

3. В пределе больших частот, т.е. малых периодов модуляции

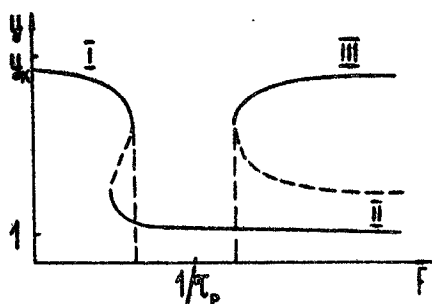
$$T \ll \tau_p, \quad (4.31)$$

как и в рассмотренном случае модуляционного провала, возмущения плазмы в околопороговом поле (4.30) остаются малыми, близкими к начальным δN_0 . Однако в условиях (4.31), когда неоднородности не успевают существенно релаксировать за период изменения поля, может образовываться и другое сильно возмущенное состояние с $\delta N \sim \delta N_{\text{кр}}$. Возникает, таким образом, гистерезис мелкомасштабного расслоения в зависимости от частоты модуляции аналогичный гистерезису в зависимости от амплитуды волны накач-

ки, рассмотренному в предыдущем разделе (см. рис. 4).

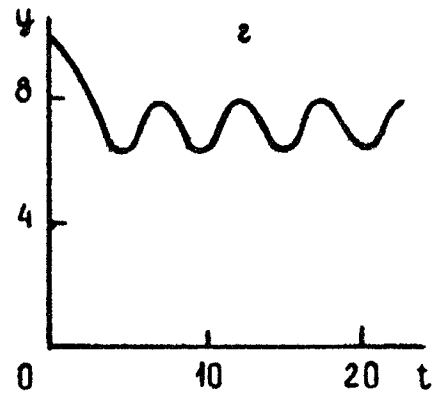
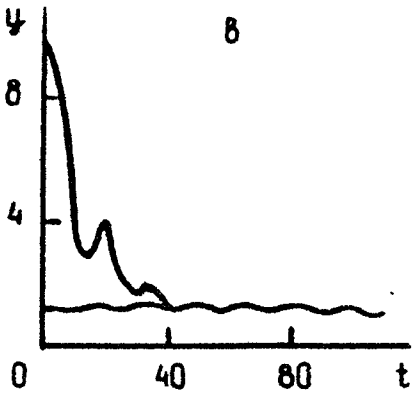
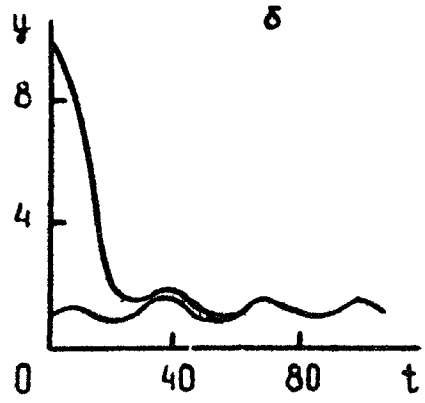
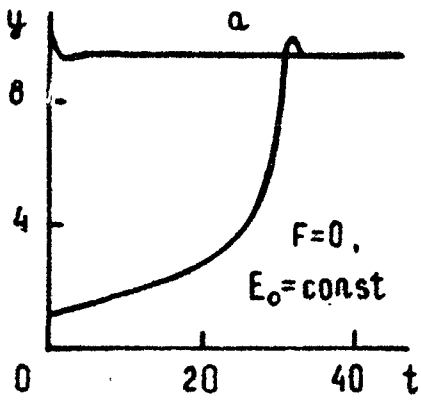
Каждое из указанных состояний может реализовываться в плазме в зависимости от переходного режима установления возмущающего поля. Так, при включении сильной амплитудной модуляции в условиях развитого мелкомасштабного расслоения его уровень остается высоким, если частота модуляции удовлетворяет условию (4.31). Наоборот, при увеличении интенсивности модулированного по амплитуде поля в околопороговом режиме (4.30) малые начальные возмущения концентрации не развиваются и остаются порядка δN_0 .

Количественный анализ этих явлений проведен в работе [58] на основе модельных уравнений, описывающих развитие резонансной неустойчивости с учетом заданных уровней начального возмущения δN_0 и насыщения $\delta N_{кр}$. Некоторые результаты расчетов показаны на рис. 5, 6.

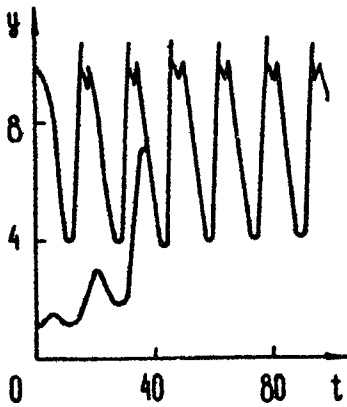


Р и с . 5

На рис.5 представлена зависимость максимального за период среднеквадратичного возмущения $\chi = \sqrt{\delta N^2 / \delta N_0^2}$ от частоты модуляции $F = 1/T$ в случае небольшого превышения амплитуды поля волны над порогом. В области низких частот (I) расслоение "следит" за изменением амплитуды поля ($\chi_k = \delta N_{кр} / \delta N_0$). В области $F\tau_p \sim 1$ - модуляционный провал. При $F\tau_p \gg 1$ - область гистерезиса. На рис.6 показан конкретный ход $\chi(t)$ для тех же условий (рис.6,а - область I, $F \rightarrow 0$, рис. 6,б, в - область модуляционного провала, рис. 6, г - область гистерезиса). Подчеркнем, что модуляционный гистерезис возникает лишь в околопороговых полях. При больших значениях E_0 он исчезает. Такой случай на рис. 7, где $E_0^2 = 4E_{пор}^2$.



Р и с. 6



Р и с. 7

5. Сопоставление с экспериментом в ионосфере

5.1. Мелкомасштабное расслоение

Условие возникновения. Мелкомасштабное расслоение плазмы наблюдается при воздействии мощного радиоизлучения на F-слой ионосферы [59-63,7,3]. При этом необыкновенная компонента возмущающей радиоволны мелкомасштабного расслоения не вызывает. Оно возникает только под действием обыкновенной волны в окрестности точки отражения, т.е. в резонансной области (3.12). Относительное возмущение концентрации в образующихся неоднородностях [60,61]

$$\delta N/N_0 \sim 10^{-2}, \quad (5.1)$$

их характерный масштаб поперек и вдоль магнитного поля Земли [60, 33]

$$a \approx 0,5 \text{ м}, \quad l_{\parallel} > 200 \text{ м}. \quad (5.2)$$

Условие (3.1) для таких неоднородностей хорошо выполняется:

$$a \ll c/\omega \approx 10 \text{ м}. \quad (5.3)$$

Таким образом, условия возникновения мелкомасштабного расслоения ионосферы совпадают с условиями возбуждения резонансной неустойчивости.

Порог неустойчивости. Характерные параметры возмущающих станций приведены в табл.2. Там же даны характерные значения параметров ионосферы в области возмущения *).

*) Подчеркнем, что концентрация электронов однозначно определяется частотой возмущающей станции (3.4). Поэтому неопределенность в частоте соударений электронов ν_e невелика — она связана лишь с выбором температуры электронов. Значение амплитуды электрического поля волны дано в таблице для точки верхнегибридного резонанса $\omega_0^2(\chi_1) = \omega^2 - \omega_H^2 \approx \omega^2$. При этом поглощением волны в нижних слоях ионосферы полностью пренебрегалось. Это всегда справедливо для ночных условий. В дневных условиях для радиоволн низких частот

$\omega \sim (1 \div 3)\omega_H$ возможно заметное поглощение (следует учитывать нелинейное возрастание поглощения — самовоздействие радиоволн [27,28]). При численных оценках в табл.2 для Боулдера частота ω полагалась равной $3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, высота $z \approx 300 \text{ км}$, для Горького $\omega = 3,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $z \approx 320 \text{ км}$.

Воспользовавшись ими, оценим порог возбуждения резонансной неустойчивости (4.15), (4.25):

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{N_0 T_{e0}} \approx (0,5 \div 1) \cdot 10^{-3} \left(\frac{10^{-3}}{\delta v_0} \right) \left(\mu_1 / 10^{-2} \text{ км}^{-1} \right). \quad (5.4)$$

В экспериментах [1-3] согласно табл.2 $E_0^2 / N_0 T_{e0} \sim 10^{-2}$, в экспериментах [4-7] $E_0^2 / N_0 T_{e0} \approx 10^{-3}$. Величина обратного градиента концентрации электронов $\mu_1 = -(dv/dx)_{z_1}$, в F-области ионосферы порядка 10^{-2} км^{-1} ; μ_1 уменьшается с приближением частоты возмущающей станции к критической частоте F-слоя.

Из формулы (5.4) следует, что резонансная неустойчивость в F-слое в условиях экспериментов [1-7] развивается при начальных (затравочных) возмущениях концентрации электронов $\delta v_0 = \delta N_0 / N_0 \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$. Эти значения δv_0 невелики — такие неоднородности могут существовать в ионосфере в естественных условиях. Кроме того, они могут генерироваться и в результате других нелинейных процессов: дрейфовой и самофокусировочной [42,48], перегревной [27,51] и тепловой параметрической [53-56] неустойчивостей.

Таким образом, амплитуды полей, создаваемых в ионосфере возмущающими передатчиками в условиях экспериментов [1-7], превышают пороги резонансной неустойчивости.

Характерные размеры неоднородностей. Для поперечного a и продольного l_n размеров неоднородностей, возбуждаемых при резонансной неустойчивости, используя параметры из табл.2, получаем согласно (4.8), (4.13):

$$a \approx a_m = \left(\sqrt{3} D_{ec} / \omega_n \right)^{1/2} \approx 0,5 \text{ м}. \quad (5.5)$$

$$l_n \approx \sqrt{4 D_{en} \tau_k} \approx (1 \div 2) \text{ км}, \quad \tau_k \approx (\pi K_1 \delta v)^{-2}.$$

Эти значения a и l_n находятся в достаточном соответствии с данными эксперимента (5.2)*.

* В тех же условиях характерный стационарный поперечный размер, определяющийся диффузией электронов (4.11) $l_{10} \approx (1,5 \div 3) \text{ м}$. Он существенно больше наблюдаемого на опыте.

Плазменные волны. В работах [60–63] исследованы спектры высокочастотных сигналов, рассеянных в области мелкомасштабного расслоения в ионосфере. Кроме основного сигнала, рассеянного на мелкомасштабных неоднородностях, обнаружены также сигналы – сателлиты по обе стороны от основного, сдвинутые от него на частоту возмущающей станции. Их называют плазменными линиями.

Плазменные линии появляются вследствие рассеяния высокочастотной волны на плазменных волнах, возбуждаемых возмущающей станцией в резонансной области (3.12). Важно, что ширина наблюдаемых плазменных линий очень узка, порядка $(1 \div 10)$ Гц [61,63].

Это показывает, что плазменные волны возбуждаются в результате линейной трансформации мощной радиоволны на квазистационарных неоднородностях плазмы*). Такой механизм возбуждения плазменных волн характерен для резонансной неустойчивости.

Отношение интенсивностей сигнала, рассеянного в плазменной и в основной линиях, быстро нарастает с уменьшением характерного размера неоднородностей [61]. Рассеяние в основной линии обладает значительно большей направленностью, чем в плазменной линии [3,61]. Оба эти факта находятся в качественном соответствии с теорией.

Таким образом, плазменные волны, наблюдаемые в экспериментах [60–63], и их свойства достаточно хорошо описываются теорией резонансной неустойчивости.

Насыщение неустойчивости и гистерезис. Резонансная неустойчивость приводит к резкому усилению мелкомасштабных неоднородностей. При этом увеличивается и поглощение возмущающей волны. Согласно (3.8), (4.24) при $\delta v^2 \sim \delta v_{кр}^2$ поглощаемая мощность приближается к мощности падающей волны и рост возмущений останавливается – неустойчивость насыщается. В условиях F-слоя ионосферы (см. табл.1) величина

$$\delta v_{кр} \approx 5 \cdot 10^{-3} \quad (5.6)$$

*) Для нелинейных механизмов характерно было бы значительное уширение плазменных линий до величины порядка 10 КГц [64].

Следовательно, при насыщении

$$\delta N/N_0 = \sqrt{\delta N^2}/N_0 \approx \delta v_{kp} \approx 5 \cdot 10^{-3}. \quad (5.7)$$

Это значение $\delta N/N_0$ находится в соответствии с наблюдаемым на опыте (5.1).

Экспериментально установлено также наличие существенной зависимости установившегося значения $\delta N/N_0$ от предыстории нагрева [65] – гистерезис мелкомасштабного расслоения (см. рис. 4).

Резонансное поглощение. Мелкомасштабные неоднородности с возмущением концентрации порядка δv_{kp} обеспечивают поглощение не только основной волны частоты ω , вызвавшей возмущение, но и других “пробных” обыкновенных радиоволн с частотой ω_n , отражающихся в возмущенной зоне. Поглощение пробных волн зависит от профиля $N_0(z)$: оно нарастает с уменьшением μ_1 – градиента концентрации в точке верхнегибридного резонанса. В частности, в области максимума F-слоя, полагая профиль $N_0(z)$ параболическим

$$N_0(z) = N_c (1 - z^2/\Lambda^2),$$

получаем из (3.8), (3.9) следующее выражение для коэффициента отражения пробных волн R_n :

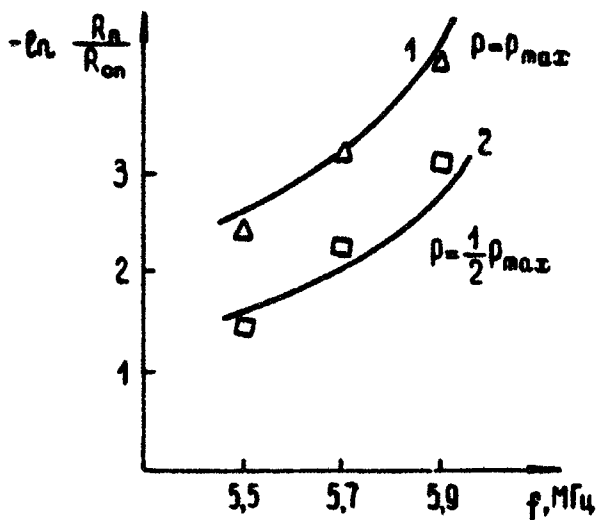
$$(R_n/R_{оп}) = \left(E_{оп}^{(-)} / E_{оп}^{(+)} \right)^2 = \exp \left[-\delta v^2 / c_0 \sqrt{1 - (\omega_n - \omega_c)^2 / \omega_c^2} \right],$$

$$c_0 = \left[2c / \pi \omega_c \Delta f(\omega_c) \right], \quad \omega_c^2 = 4\pi e^2 N_c / m. \quad (5.8)$$

Здесь принято, что частоты ω и ω_n близки к критической частоте слоя ω_c ; $R_{оп} = R_n|_{\delta v^2=0}$ – коэффициент отражения пробных волн в отсутствие возмущения.

Резонансное поглощение пробных волн многократно наблюдалось на опыте [66, 2–5]. Зависимость коэффициента отражения R_n от частоты пробной волны согласно [4, 5] представлена на рис. 8. Сплошные кривые на этом рисунке – результат расчета по формуле (5.8). Видно достаточное соответствие теории и эксперимента. Получаемая при этом величина возмущения концентрации в неоднородностях

$\delta N/N_0 \approx (5 + 7) \cdot 10^{-3}$ находится в соответствии с (5.6), (5.7). Из формулы (5.8) и рис.8 видно, что резонансное поглощение пробных волн увеличивается с ростом их частоты, особенно при приближении к критической частоте слоя, что также подтверждается данными опыта [4,3,67].



Р и с. 8

Определим ширину полосы поглощения. Пусть полутолщина возмущенной зоны в ионосфере по высоте равна L . Тогда при нормальном падении на ионосферу интенсивное поглощение должны испытывать пробные волны с частотами ω_n , удовлетворяющими условию

$$|\omega_n - \omega| \approx \Delta\omega = \omega L \mu_n / 2. \quad (5.9)$$

Поскольку в эксперименте $L \approx (5 + 10) \text{ км}$ [60], то $\Delta\omega \approx (2 + 5) \cdot 10^6$ Гц, что соответствует результатам наблюдений [4, 3].

При наклонном падении на ионосферу обыкновенной радиоволны частоты ω резонансное поглощение возможно лишь при условии, что точка ее отражения лежит выше точки верхнегибридного резонанса (3.4), т.е. в случае высокочастотных волн $\omega^2 \gg \omega_H^2$:

$$\theta \approx \omega_H / \omega. \quad (5.10)$$

Здесь θ - угол наклона падающей на ионосферу волны к вертикали. В работе [66], где впервые наблюдалось аномальное (резонансное) поглощение, это условие выполнялось. Отметим, что условие (5.10) ограничивает поперечный размер области резонансного возмущения ионосферы

$$R_{\perp} \lesssim z_0 \omega_{UH} / \omega, \quad (5.11)$$

где z_0 - высота точки отражения волны при вертикальном падении. Поскольку $z_0 \lesssim z_m$, где z_m - высота максимума F -слоя, то из (5.11) следует, что $R_{\perp} \approx 60 + 80$ км, что соответствует результатам наблюдений [60].

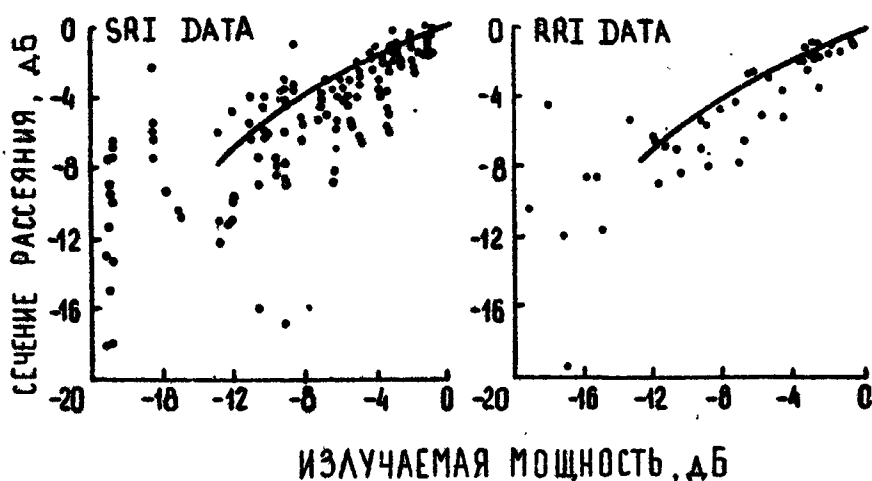
Эксперимент показывает, что аномальное поглощение в F -слое испытывают только обыкновенные пробные волны и возникает оно только при возмущении ионосферы обыкновенной волной. Необыкновенные пробные волны не поглощаются в соответствии с теорией резонансного поглощения.

Таким образом, наблюдаемое на опыте аномальное поглощение является резонансным поглощением. Результаты теории и эксперимента находятся при этом в достаточно хорошем соответствии.

Ракурсное рассеяние. Мелкомасштабные сильновытянутые вдоль магнитного поля неоднородности, возникающие при воздействии мощного радиоизлучения на ионосферу, обеспечивают интенсивное направленное (ракурсное) рассеяние радиоволн с частотами f до 500 МГц. Это явление подробно исследовалось на опыте. Соответствующие измерения и позволили определить характерные размеры неоднородностей (5.2), возмущения концентрации в них (5.1) и т.д. [59-63, 7]. Измерена, в частности, зависимость полного сечения ракурсного рассеяния σ от мощности возмущающей волны P , представленная точками на рис.9 [60,33]. Учитывая, что $\sigma \sim \delta N^2 \sim \delta v^2$, и воспользовавшись формулой (4.24), можем представить зависимость σ от мощности волны P в виде

$$\sigma = \sigma_0 \ln(P/P_0), \quad P > P_0. \quad (5.12)$$

Сплошная кривая на рис.9 - расчет по формуле (5.12). Видно достаточное соответствие теории и эксперимента.



Р и с. 9.

Резонанс на удвоенной гирочастоте. В соответствии с теорией находится резкое усиление роста неоднородностей при возмущении ионосферы на частоте $2\omega_H$, наблюдавшееся в статье [60]. Следует подчеркнуть, что, как показано в работе [44] (см. § 4.4), при $\omega \approx 2\omega_H$ должно возникать не только усиление роста неоднородностей, но и существенное изменение их спектра в сторону появления особо мелких масштабов $\Omega < \Omega_m$. Это может привести к значительному увеличению интенсивности ракурсного рассеяния для радиоволн высоких частот $f \approx 10^2 + 10^3$ МГц.

Широкополосное резонансное поглощение при $\omega \approx \omega_H$. При приближении частоты пробной волны к гирочастоте электронов резонансное поглощение на мелкомасштабных неоднородностях (3.1) быстро убывает ($\delta v_{кр}^2 \rightarrow \infty$) (см. (3.9), (3.6)). Тогда становится заметным поглощение на неоднородностях, размер которых сравним с длиной радиоволны (3.11). При этом трансформация обыкновенной поперечной волны в плазменные волны происходит во всей области (3.12). В результате относительная ширина полосы поглощения резко возрастает: $\Delta \omega / \omega \sim 1$.

Широкополосное поглощение обыкновенных пробных волн с $\Delta \omega / \omega \sim 1$ при возмущении ионосферы на гирочастоте $\omega \approx \omega_H$ наблюдалось на опыте [14, 15].

Нестационарные процессы. В работах [60, 61] были обнаружены своеобразные особенности роста и релаксации мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере. При невозмущенной ионосфере мелкомасштабные неоднородности развиваются за значительное время $\tau \approx 2$ мин после включения поля. Если же неоднородности уже развились, то характерное время их изменения при вариациях мощности возмущающей станции гораздо меньше — порядка $0,1 \div 5$ с (уменьшается с уменьшением масштаба неоднородностей). Этот эффект "приготовления" ионосферы ясно указывает на нелинейный характер неустойчивости, приводящей к развитию мелкомасштабных неоднородностей и находится в соответствии с теорией развития резонансной неустойчивости (см. разд. 4.5).

Время релаксации неоднородностей после выключения возмущающего поля $\tau_p \approx 0,1 \div 5$ с, ~~эта~~ растет с увеличением поперечного размера неоднородностей пропорционально a^2 [68]. Это указывает на диффузионный характер рассасывания неоднородностей в соответствии с теорией (4.26).

Модуляционный провал. В статье [7] исследовалось мелкомасштабное расслоение ионосферы при воздействии радиоволн, модулированных по амплитуде низкой частотой модуляции $f \approx 0,01 \div 10$ Гц. Обнаружено резкое понижение мелкомасштабного расслоения в области частот модуляции $0,05$ Гц $\leq f \leq 0,3$ Гц. Это явление модуляционного провала. Оно указывает на нелинейный характер мелкомасштабного расслоения и полностью соответствует теории (разд. 4.6).

Таким образом, результаты экспериментального исследования мелкомасштабного расслоения ионосферы в поле мощной радиоволны находятся в хорошем соответствии с теорией резонансной неустойчивости. Дальнейшего экспериментального и теоретического изучения заслуживают нелинейные процессы в условиях насыщения, процессы ускорения электронов, резонансные явления при $\omega \approx 2\omega_H$, нелинейные явления в нестационарных условиях развития и релаксации неоднородностей.

5.2. Крупномасштабные неоднородности

Явление крупномасштабного расслоения ионосферы под действием мощных радиоволн было обнаружено на опыте в 1970 г. [69]. В дальнейшем оно подробно исследовалось различными методами радиозондирования [70-77, 5-8, 59].

Крупномасштабное расслоение возникает под действием как обыкновенной, так и необыкновенной возмущающей волны, обыкновенная компонента активнее. Относительное возмущение концентрации в неоднородностях

$$\delta N/N_0 \approx (1+5) \cdot 10^{-2}. \quad (5.13)$$

Неоднородности вытянуты вдоль магнитного поля Земли. Они видны на высотах до 600 км и более, т.е. проникают на расстояния в несколько сот километров от области нагрева $z_0 \lesssim 300$ км.

В спектре поперечных размеров неоднородностей имеется ярко выраженный оптимум при масштабах [6, 76]

$$100 \text{ м} \lesssim r_{\perp} = a \lesssim 600 \text{ м}. \quad (5.14)$$

Спектр здесь сравнительно слабо зависит от r_{\perp} . В области крупных масштабов

$$1 \text{ км} \lesssim r_{\perp} < 3 \text{ км} \quad (5.15)$$

спектр довольно резко падает с уменьшением r_{\perp} - пропорционально r_{\perp}^{-3+4} ; он подобен спектру естественных неоднородностей ионосферы [6].

Время установления неоднородностей, по-видимому, заметно зависит от мощности возмущающей станции. Так, в Боулдере [3]

$$\tau_y \approx (3+10) \text{ с}, \quad (5.16)$$

а для менее мощной станции в Горьком [6]

$$\tau_y \approx (20+50) \text{ с}. \quad (5.17)$$

Полное развитие неоднородной структуры в широком интервале высот ($|z - z_0| \gtrsim 100 + 200$ км) занимает несколько минут:

$$\tau_n \sim (3+5) \text{ мин}. \quad (5.18)$$

Время релаксации возмущений днем составляет 5 + 10 мин,

ночью 10 + 20 мин и более [3].

Сопоставим результаты экспериментов с теорией самофокусировочной неустойчивости. Теория предсказывает развитие вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей. Их поперечный масштаб (2.13), (2.34) больше длины возмущающей волны (2.1), а характерный размер (2.25, а)

$$\gamma_1 \sim 20 \frac{c}{\omega_0} \sqrt{L_T/L_N} \approx 300 \div 500 \text{ м} \quad (5.19)$$

соответствует результатам наблюдений (5.14). Характерное время развития неустойчивости убывает с ростом интенсивности волны (2.32), (2.33). Проникновение неоднородностей на большие высоты связано с прогревом ионосферы вдоль силовых линий магнитного поля. Быстрота прогрева определяется продольной теплопроводностью электронов

$$\tau \approx (z - z_0)^2 N_0 / 4 \alpha_{en}, \quad \alpha_{en} / N_0 \approx T_{eo} / m \nu_e. \quad (5.20)$$

Учитывая, что коэффициент электронной теплопроводности $\alpha_{en} / N_0 \sim 10^{12} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ в максимуме F-слоя, $\alpha_{en} / N_0 \sim 10^{13} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ на высоте 600 км получаем отсюда, что время полного развития неоднородной структуры в ионосфере порядка (100 + 300) с; в соответствии с экспериментом (5.18).

Характерные значения установившихся возмущений концентрации в неоднородностях согласно [29, 30]

$$\delta N / N_0 \lesssim 0,2 \frac{L_N}{L_T} \approx 5 \cdot 10^{-2}. \quad (5.21)$$

Они находятся в соответствии с экспериментом (5.13). Отметим, что насыщение достигается уже в сравнительно небольших полях.

Для развития неоднородностей особо крупных масштабов (5.15), по-видимому, существенно наличие слабых затравочных естественных возмущений. Эти неоднородности развиваются в результате усиления естественных возмущений при фокусировке на них поля радиоволны. Поэтому их спектр может быть близким к спектру естественных неоднородностей. Отметим также, что о наблюдении эффектов самофокусировки при наклонном падении радиоволны на ионосферу сообщается в работе [78].

Таблица I

Характерные параметры в области максимума F-слоя

Параметры	День (12 ч) $z \approx 300$ км	Ночь (24 ч) $z \approx 400$ км
N , см ⁻³	$1,6 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$
T_e , град	2000	1400
T_i , град	1400	950
ω_0 , с ⁻¹	$7,1 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^7$
ν_{em} , с ⁻¹	20	1,3
ν_{ei} , с ⁻¹	$1,0 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^2$
ν_{im} , с ⁻¹	0,18	0,06
l_{ei} , см	$1,7 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$
l_{im} , см	$1,1 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^6$
τ_T , с	11	40
τ_H , с	$5 \cdot 10^2$	$> 10^4$
δ	$8,5 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$
L_N , см	$2,8 \cdot 10^6$	$> 10^7$
L_T , см	$2,8 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
γ_1	$< 10^{-2}$	$< 10^{-2}$
$(E_p/\omega) \frac{MBC}{M}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,36 \cdot 10^{-5}$
κ_T	0,59	0,60
$D_e \frac{CM^2}{c}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{11}$
$\alpha_{ei} \frac{1}{CM \cdot c}$	$9,8 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{17}$

Т а б л и ц а 2

Характерные параметры в области резонансного взаимодействия

Параметры	Боулдер	Горький
$P_{\text{эфф}}$, МВт	100+200	20
ω , с^{-1}	$(1,6+4,5)10^7$	$3,6 \cdot 10^7$ $2,9 \cdot 10^7$
E_0 , МВ/м	$1,2 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^2$
N , см^{-3}	$2,6 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
T_e , град	1200	1300
ν_e , с^{-1}	$4,0 \cdot 10^2$	$5,2 \cdot 10^2$
D_e , см	0,47	0,39
$D_{\text{эф}}$, $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	$9,0 \cdot 10^{11}$	$7,5 \cdot 10^{11}$
$D_{\text{ел}}$, $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	$2,0 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$
a_m , см	54	49

Л и т е р а т у р а

1. Utlaut W.F. et al., J. Geophys. Res., 1970, 75, N31, p.6402.
2. Югло У., Коэн Р. - УФН, 1973, 109, с.371.
3. Utlaut W.F. - Proc. IEEE, 1975, 63, N7, p.1022.
4. Гетманцев Г.Г., Комраков Н.П., Коробков П.П. и др. - Письма ЖЭТФ, 1973, 18, №10, с.621.
5. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. - Радиофизика, 1975, 18, №4, с.516.
6. Ерухимов Л.М., Митякова Э.Е., Мясников Е.Н. и др. - Радиофизика, 1977, 20, №12 с.1814.
7. Беленов А.Ф., Бубнов В.А., Ерухимов Л.М. и др. - Радиофизика, 1977, 20, №12, с.1805.
8. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. - Письма ЖЭТФ, 1975, 22, №10, с.497.
9. Gordon W.E., Carlson H.C., Showen R.L., J. Geophys. Res., 1971, 76, N31, p.7808.
10. Gordon W.E., Carlson H.C., Radio Sci., 1974, 9, N11, p.1041.
11. Showen R.L., Kim D.M., J. Geophys. Res., 1978, 83, N A2, p.623.
12. Showen R.L., Behnke R.A., J. Geophys. Res., 1978, 83, NA1, p.207.
13. Шлюгер И.С. - Письма ЖЭТФ, 1974, 19, №5, с.274.
14. Вязников В.В., Васьков В.В., Груздев Ю.В. и др. - Геомагн. и аэрон., 1978, 18, № 1, с.45.
15. Адейшвили Т.Г., Гуревич А.В., Ляхов С.Б. и др. - Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с.1293.
16. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., Наука, 1973.
17. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. - Труды 2-го симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, 1968, с.128.
18. Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1965, 5, № 1, с.70.
19. Литвак А.Г. - Радиофизика, 1968, 11, №9, с.1433.
20. Абрамович Б.С. - Радиофизика, 1976, 19, №3, с.329.
21. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1976, 16, №1 с.181.
22. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Письма ЖЭТФ, 1974, 20, №3, с.214.

23. Perkins F.W., Valeo E.J., - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, N22, p.1234.
24. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Радиофизика, 1975, 18, №9, с.1261.
25. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1976, 16, №1, с.41.
26. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
27. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., Наука, 1973.
28. Gurevich A.V., - Nonlinear phenomena in the Ionosphere, - Springer Verl., N.V., 1978.
29. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1976, 16, № 6, с.1112.
30. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Физика плазмы, 1977, 3, № 2, с.329.
31. Захаров В.Е., Шабад А.Б. - ЖЭТФ, 1971, 61, с.118.
32. Georges T.M., - J. Geophys. Res., 1970, 75, N31, p6436.
33. Rao P.V., Thome G.D., - Radio Sci., 1974, 9, N11, p987.
34. Васьков В.В., Гуревич А.В., Караштин А.Н. - Геомагн. и аэрон., 1976, 16, №3, с.549.
35. Караштин А.Н. - Геомагн. и аэрон., 1977, 17, № 2, с.339.
36. Борисов Н.Д., Васьков В.В., Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1978, 18, № 5, с.827.
37. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Препринт ФИАН СССР № 95, 1975.
38. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Радиофизика, 1975, 18, № 9, с.1273.
39. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Физика плазмы, 1976, 2, № 1, с.113.
40. Васьков В.В., Караштин А.Н. - Геомагн. и аэрон., 1979, 19, № 6, с.1274.
41. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1975, 69, №1(7) с.176; 1977, 73, №3(9), с.923.
42. Борисов Н.Д., Васьков В.В., Гуревич А.В. - Геомагн. и аэрон., 1976, 16, № 5, с.783.
43. Васьков В.В., Манаенкова Н.И. - В кн.: Сверхдальнее распространение радиоволн и модели ионосферы. М. ИЗМИРАН, 1977, с.67.

44. Васьков В.В. - В кн.: Сверхдальнее распространение радиоволн и модели ионосферы. М., ИЗМИРАН, 1977, с.61.
45. Таланов В.И. - Письма ЖЭТФ, 1965, 2, № 5, с.218.
46. Дегтярев Л.М., Захаров В.Е., Рудаков Л.И. - ЖЭТФ, 1975, 68, № 1, с.115.
47. Грач С.М. - Радиофизика, 1979, 22, № 5, с.521.
48. Борисов Н.Д., Васьков В.В., Гуревич А.В. - Физика плазмы, 1977, 3, № 1, с.168.
49. Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1958, 35, № 2(8), с.392.
50. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. - Геомагн. и аэрон., 1961, 1, № 1, с.34.
51. Поляков С.В., Яхно В.Г. - Физика плазмы, 1980, 6, №1, (в печати).
52. Цедилина Е.Е. - Геомагн. и аэрон., 1972, 12, № 2, с.201
53. Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. - Радиофизика, 1975, 18, № 9, с.1288.
54. Димант Я.С. - Радиофизика, 1977, 20, № 12, с.1833.
55. Грач С.М., Караштин А.Н., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Радиофизика, 1977, 20, № 12, с.1827.
56. Грач С.М., Караштин А.Н., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с.1321.
57. Грач С.М., Караштин А.Н., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Физика плазмы, 1978, 4, № 6, с.1330.
58. Васьков В.В., Гуревич А.В., Смирнова В.В. - Геомагн. и аэрон., 1977, 17, № 5, с.832.
59. Thome G.D.; Blood D.W. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.917.
60. Fialer P.A. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.923.
61. Minkoff J., Kugelmann P., Weissman I. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.941.
62. Minkoff J., Laviola M., Abrams S., Porter D. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.957.
63. Carpenter G.B. - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.965.
64. Perkins F.W., Oberman C., Valeo E.J. - J. Geophys. Res., 1974, 79, N10, p.1478.
65. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. - Радиофизика, 1978, 21, № 12, с.1738.

66. Cohen R., Whitehead J.D., - J. Geophys. Res., 1970, 75, N31, p.6439.
67. Utlaut W.F., Violette E.J., Melanson L.L., - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.1033.
68. Minkoff J., Kreppel R., - J. Geophys. Res., 1976, 81, N16, p.2844.
69. Utlaut W.F., Violette E.J., Paul A.K., - J. Geophys. Res., 1970, 75, N31, p.6429.
70. Rufenach C.L., - J. Geophys. Res., 1973, 78, N25, p.5611.
71. Wright J.W., - J. Geophys. Res., 1973, 78, N 25, p. 5622.
72. Utlaut W.F., Violette E.J., - J. Geophys. Res., 1972, 77, N34, p.6804.
73. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. - УФН, 1974, 113, № 4, с.732.
74. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. - Радиофизика, 1977, 20, № 2, с.313.
75. Бочкарев Г.С., Букин Г.В., Гетманцев Г.Г. и др. - Радиофизика, 1977, 20, № 2, с.158.
76. Bowhill S.A., - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.975.
77. Allen E.M., Thome G.D., Rao P.B., - Radio Sci., 1974, 9, N11, p.905.
78. Бочкарев Г.С., Ким В.Ю., Лобачёвский Л.А. и др. - Геомагн. и аэрон., 1979, 19, № 5, с.830.

ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ
ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В ПЛАЗМЕ

А.Г.Литвак, В.А.Миронов, Б.К.Полуяхтов

Введение

Явление самофокусировки волн принадлежит к числу наиболее широко изучаемых в последние годы нелинейных явлений.

В 1962 г. Аскарьяном [1] была высказана идея о том, что в линейной среде дифракционное расплывание волнового пучка может быть скомпенсировано нелинейной рефракцией, возникающей в неоднородном поле из-за нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости среды от амплитуды поля. Это явление он назвал самофокусировкой волн. Идея о возможности самофокусировки была подтверждена в работах Таланова [2] и Чао, Гармайр, Таунса [3], показавших, что уравнения поля в нелинейной среде имеют решения, соответствующие однородным samozахваченным волновым пучкам, распространяющимся без расплывания. Уже в первых работах [1, 2] указывалось, что эффект самофокусировки может возникать при распространении электромагнитных волн в плазме. Более того, в [2] плазма рассматривалась в качестве конкретного примера нелинейной среды, в которой может возникать волноводное распространение пучков.

Происходившее в начале 60-х годов бурное развитие когерентной оптики и появление первых нелинейных оптических

ких экспериментов привели к тому, что, начиная с работы [3], дальнейшие исследования по теории самофокусировки волн сосредоточились на изучении особенностей этого явления, возникающих при распространении пучков света в конденсированных средах. В то же время было ясно, что многие принципиальные результаты оптической теории самофокусировки оказываются справедливыми и для распространения волновых пучков в плазме, поскольку специфика плазмы как нелинейной среды проявляется, главным образом, в конкретных зависимостях свойств среды от амплитуды поля и законах дисперсии волн.

Проведенный в работах [4-6] анализ показал, что в бесстолкновительной плазме основными механизмами нелинейности, приводящими к самофокусировке волн, являются электрострикция, связанная с перераспределением плотности плазмы под действием ponderomotorной силы (силы Миллера [7]), и релятивистская нелинейность, обусловленная зависимостью массы электрона от энергии высокочастотных осцилляций. В плазме с соударениями аналогичную роль могут играть эффекты, связанные с омическим нагревом плазмы в поле волны [8]. Тепловые нелинейные эффекты доминируют над бесстолкновительными, если длина свободного пробега электрона меньше характерного размера области, занятой полем. В тех случаях, когда диэлектрическая проницаемость плазмы является локальной функцией амплитуды поля волны, результаты оптической теории самофокусировки света непосредственно переносятся на случай плазмы. Специфические особенности возникают в случае нелокального нагрева плазмы, при нестационарных переходных процессах, а также при распространении волн в плазме в постоянном магнитном поле. Некоторые из этих особенностей обсуждались в [6,8]. В работах [8,9], кроме того, с помощью оценок характерных параметров самофокусировки было показано, что при существующих источниках электромагнитных волн эффекты самофокусировки волн должны играть существенную роль в экспериментах по распространению мощного излучения в лабораторной плазме, ионосфере и магнитосфере Земли.

Последние годы характеризуются активным экспериментальным исследованием самофокусировки волн в лаборатор-

ной и околосферной плазме: наблюдаются эффекты самофокусировки волн, возникающие при воздействии мощных радиоволн КВ диапазона на ионосферную плазму [10,11], детально изучена тепловая самофокусировка пучков волн миллиметрового диапазона в слабо ионизированной плазме [12-15], проведена демонстрация этого эффекта для лазерного излучения [16] появились эксперименты по просветлению плотной (закритической) плазмы под действием мощной волны [17-19]. С наблюдением новых эффектов связано и дальнейшее развитие теории, *) в частности детальная разработка теории самофокусировочной неустойчивости волн в ионосферной плазме [20-22].

Предлагаемый обзор посвящен изложению результатов теоретического и экспериментального исследования теплового самовоздействия электромагнитных волн в изотропной плазме. Наряду с самофокусировкой волн в нем обсуждаются также эффекты самофокусировки, которые могут возникать при нарушении ионизационного баланса плазмы в поле волны, и эффекты нелинейного просветления плотной (закритической) плазмы. В связи с тем, что по теории самофокусировки света в конденсированных средах существует ряд обстоятельных обзоров (см., например, [23-27]), в данной статье значительное внимание уделяется обсуждению специфических плазменных особенностей самовоздействия волновых пучков.

2. Основные уравнения теории самовоздействия электромагнитных волн в плазме

При исследовании нелинейных явлений задачу обычно разбивают на две части. Сначала с целью получения нелинейных материальных уравнений рассматривается задача о поведении плазмы в заданном внешнем электрическом поле, затем проводится решение самосогласованной электродинамической задачи.

*) В начале 70-х годов за рубежом появился также ряд статей по самофокусировке лазерного излучения в плазме, фактически повторяющих результаты ранее опубликованных работ.

Материальные уравнения. Рассмотрим поведение слабо ионизированной плазмы в квазимонохроматическом высоко- частотном поле. $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$. Стационарное распределение концентрации в такой плазме устанавливается в результате конкуренции двух факторов, связанных с омическим нагревом электронов: нарушения ионизационного баланса и увеличения давления плазмы в поле. Первый из них, обычно, приводит к увеличению концентрации электронов в поле, второй, наоборот, - к вытеснению плазмы из области сильного поля. Учесть эти процессы можно в рамках уравнений баланса температуры и концентрации.

Уравнение для эффективной температуры электронного газа следует непосредственно из закона сохранения энергии. Учитывая перераспределение температуры из-за теплопроводности, потери энергии электронов при соударениях с тяжелыми частицами плазмы и работу (среднюю по периоду поля), производимую высокочастотным полем над электронами плазмы, получаем [28, 29]

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = - \sum \delta_{ek} \nu_{ek} (T_e - T_k) - \frac{2}{3N_e} \nabla \left(\frac{T_e N_e}{m \nu_e} \nabla T_e \right) + \frac{e^2 \nu_e E^2}{2m(\omega^2 + \nu_e^2)}. \quad (2.1)$$

Здесь введены следующие обозначения: e, m - соответственно, заряд и масса электрона; N_e, T_e - соответственно, концентрация и температура электронов; $\nu_e = \sum \nu_{ek}$ - эффективная частота столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы сорта K ; T_k - температура частиц сорта K ; δ_{ek} - средняя доля энергии, передаваемой электроном при одном столкновении частицы сорта K .

В случае слабого поля распределение температуры в умеренно ионизированной плазме ($\delta_{em} \nu_{em} \gg \delta_{ei} \nu_{ei}$) описывается линейным уравнением для возмущения электронной температуры $\theta = (T_e - T_m) / T_m \ll 1$

$$\partial \theta / \partial t = - \delta_{em} \nu_{em} \left[\theta - (\ell^2 / 3\delta) \Delta \theta - |E|^2 / E_p^2 \right], \quad (2.2)$$

где $\ell = v_T / \nu_e$ - длина свободного пробега электрона, $v_T = (2T_e / m)^{1/2}$, $E_p = [3Tm\delta(\omega^2 + \nu_e^2) / \ell^2]^{1/2}$ - плазменное поле тепловых нелинейных эффектов. Отсюда следует, что теплопроводность не сказывается на распре-

Делении электронной температуры, если масштаб неоднородности поля велик: $L_E \gg l\sqrt{\delta}$. В этом случае нагрев происходит так же, как и в однородном поле, и за время $\tau = 1/\delta v_{em}$ устанавливается стационарное распределение температуры электронов

$$T_e = T_0 (1 + |E|^2/E_p^2). \quad (2.3)$$

При $L_E \ll l/\sqrt{\delta}$ стационарное распределение температуры является нелокальной функцией поля и определяется стационарным решением уравнения (2.2)

$$(l^2/3\delta)\Delta\theta - \theta = -|E|^2/E_p^2. \quad (2.4)$$

В сильно ионизированной плазме ($\delta_{em} v_{em} \ll \delta_{ei} v_{ei}$) температуры электронов и ионов сравниваются за время $\tau_T \approx 1/\delta_{ei} v_{ei}$, и стационарное распределение температуры описывается уравнением типа (2.4)

$$\left[v_T^2/3\delta_{em} v_{em} (v_{em} + v_{ei}) \right] \Delta\theta = -|E|^2/2E_p^2. \quad (2.5)$$

Релаксация концентрации разогретой плазмы при условии, что размер неоднородности поля велик по сравнению с длиной свободного пробега, описывается уравнением диффузионного типа для электронной концентрации [29]

$$\partial N_e / \partial t = \text{div} \left\{ \nabla \left[N_e (T_e + T_i) \right] \right\} / M v_{im}, \quad (2.6)$$

где v_{im} — частота соударений ионов с молекулами. Отсюда для стационарного распределения концентрации нетрудно получить [28, 29]

$$N_e = 2N / (1 + T_e/T). \quad (2.7)$$

В случаях малых возмущений температуры ($|E|^2/E_p^2 \ll 1$) распределение концентрации описывается обычным уравнением диффузии для возмущения концентрации ($n = (N_e - N)/N \ll 1$)

$$\partial n / \partial t - (2T/Mv_{im})\Delta n = (T/Mv_{im})\Delta\theta. \quad (2.8)$$

Отсюда следует, что время установления стационарного распределения концентрации определяется амбиполярной диффузией плазмы из возмущенной области

$$\tau_n = L_0^2 \nu_{im} / v_s^2, \quad (2.9)$$

где $v_s = (2T/M)^{1/2}$ — скорость ионного звука. В стационарном состоянии при локальном распределении температуры (2.3) из (2.7) находим $n = |E|^2 / 2E_p^2$, а в сильно не-локальном случае распределение концентрации описывается уравнением

$$(l^2/3\delta) \Delta n = -|E|^2 / 2E_p^2. \quad (2.10)$$

В условиях нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса стационарное возмущение концентрации плазмы при нагреве электронного газа в однородном высокочастотном поле равно [29, 30]

$$n = T (\partial \nu_v / \partial T - N \partial \alpha_r / \partial T) \theta / \alpha_r N, \quad (2.11)$$

где ν_v и α_r — частота ионизации и эффективный коэффициент рекомбинации. Для пространственно ограниченных пучков это соотношение справедливо [30], если характерный размер неоднородности возмущения температуры

$L_0 \approx \max(l/\sqrt{\delta}, L_r)$ много больше расстояния, на которое электрон уйдет за время жизни $\tau = 1/\alpha_r N$

$$L_0 \gg (D/\alpha_r N)^{1/2}. \quad (2.12)$$

В противоположном предельном случае конкуренции эффектов ионизации и вытеснения плазмы вклад процессов нарушения баланса в области максимума поля обычно мал, но может оказаться существенным на периферии пучка [30].

Для случая других физических процессов (движения среды, развивающихся в плазме параметрических неустойчивостей и т.д.) могут быть сделаны соответствующие уточнения уравнений баланса (2.1), (2.6). Так, при движении среды со скоростью \vec{V}_0 вместо (2.8) имеем следующее материальное уравнение

$$\partial n / \partial t + \text{div} n \vec{V}_0 - D \Delta n = D \Delta \theta / 2. \quad (2.13)$$

Отсюда следует, что регулярное движение среды определяет динамику нелинейного взаимодействия, если характерный размер неоднородности возмущений

$$L_0 > D/v_0. \quad (2.14)$$

Другим фактором, приводящим к анизотропии коэффициентов переноса, может быть постоянное магнитное поле [29, 31].

При возбуждении в плазме параметрических неустойчивостей плазменных волн также необходимы соответствующие уточнения. Наиболее прост случай слабой турбулентности, при котором обычно предполагается случайность фаз возникающих волн. В рамках уравнений баланса (2.1) это приближение соответствует появлению дополнительного нагрева плазмы, производимого электрическими полями плазменных волн [32]. Эффект нагрева характеризуется значением эффективной частоты соударений $\nu_{эфф}$, которая является функцией поля $|E|$.

Общие соотношения теории стационарной самофокусировки.

Анализ материальных уравнений показывает, что параметры плазмы (концентрация, температура) определяются распределением амплитуды электрического поля и не успевают следить за его мгновенным изменением. Поэтому уравнение для медленной комплексной амплитуды поля квазимонохроматической волны не отличается от соответствующего уравнения линейной теории

$$-2i\omega \partial \vec{E} / \partial t + c^2 \text{rot rot } \vec{E} + \omega^2 \epsilon(\omega, N_e, t) \vec{E} = 0, \quad (2.15)$$

но входящая в него концентрация плазмы N_e определяется полученными выше материальными соотношениями. В дальнейшем будем интересоваться самовоздействием квазиоптических пучков электромагнитных волн. В случае слабой нелинейности ($|\vec{E}|^2/E_p^2 \ll 1$), делая обычные для квазиоптики предположения (характерные масштабы комплексной амплитуды поля $\vec{E} = \vec{\epsilon}(z, \vec{r}_\perp) e^{ikz}$ велики по сравнению с длиной волны), для медленно меняющейся амплитуды поперечной компоненты поля $\vec{\epsilon}_\perp$ получаем диффузионное уравнение [23-26]

$$-2i\omega (\partial \vec{\epsilon}_\perp / \partial t - v_{гр} \partial \vec{\epsilon}_\perp / \partial z) - c^2 \Delta_\perp \vec{\epsilon}_\perp - \omega_p^2 n \vec{\epsilon}_\perp = 0, \quad (2.16)$$

где $v_{гр} = \partial \omega / \partial k$ - групповая скорость, $\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ - плазменная частота.

Рассмотрим стационарное ($\partial/\partial t = 0$) решение уравнения (2.16) вида $\epsilon_1 = e(\bar{r}_1, z) \exp[-i\psi(\bar{r}_1, z)]$, где e и ψ — действительные амплитуда и фаза поля пучка. Перейдем, кроме того, к безразмерным переменным $\bar{r}_1' = \omega_p r_1/c$, $z' = z c^2/\omega v_{gr}$, причем штрихи в дальнейшем будем опускать. В результате получаем известную систему уравнений нелинейной квазиоптики

$$2 \partial\psi/\partial z + (\nabla_{\perp}\psi)^2 = -n + (\Delta_{\perp}e)/e, \quad (2.17)$$

$$\partial e^2/\partial z + \text{div}_{\perp}(e^2 \nabla_{\perp}\psi) = 0. \quad (2.18)$$

Соотношению (2.17) аналогично уравнение Гамильтона—Якоби для частицы, движение которой описывается гамильтонианом $H = p^2/2 + V$. Отсюда получаем уравнение для параксиальных лучей (траектории движения частицы в потенциальном поле $V = -n + (\Delta_{\perp}e)/e$

$$d^2 r_1^*/dz^2 = -\nabla_{\perp}[-n + (\Delta_{\perp}e)/e]/2, \quad (2.19)$$

r_1^* — поперечная координата луча. Первое слагаемое в (2.19) описывает рефракцию лучей на возмущениях плотности плазмы, возникающих под действием поля, второе — их дифракционное распыливание. При вытеснении плазмы из области поля ($\nabla_{\perp}n < 0$) результатом рефракции является отклонение лучей к центру возмущенной области. Оба механизма компенсируют друг друга в случае однородных пучков $\psi(\bar{r}_1, z) = \gamma z$, структура которых описывается уравнением

$$\Delta_{\perp}e + (n + 2\gamma)e = 0. \quad (2.20)$$

Если же распределение поля в пучке таково, что нелинейная рефракция превосходит дифракционное распыливание, то происходит самофокусировка волнового пучка.

Рассмотрим некоторые общие свойства стационарных волновых пучков в среде с нелокальной зависимостью показателя преломления от модуля поля. Для этого воспользуемся следующими уравнениями

$$2ik_0 \partial E/\partial z + \Delta_{\perp}E - k_0^2 n E = 0, \quad (2.21)$$

$$(\ell^2/3\delta) \Delta_{\perp} n - n = |E|^2. \quad (2.22)$$

Система уравнений (2.21), (2.22) обладает следующими интегралами:

$$P = \int |E|^2 ds_{\perp}, \quad (2.23)$$

$$\vec{I}_1 = \int (E \nabla_{\perp} E^* - E^* \nabla_{\perp} E) ds_{\perp}, \quad (2.24)$$

$$I_2 = \int (|\nabla_{\perp} E|^2 + \kappa_0^2 n |E|^2 / 2) ds_{\perp}. \quad (2.25)$$

Первый из них является следствием закона сохранения по току энергии. Из закона сохранения (2.24) следует [30], что энергетический центр пучка распространяется по прямой, определяемой начальными условиями в сечении $z = 0$. С помощью интегралов (2.23), (2.25) нетрудно также получить, что при $I_2 < 0$ максимум возмущения плотности в волновом пучке ограничен снизу [30]

$$\min \max |n| > 2 |I_2| / \kappa_0^2 P. \quad (2.26)$$

Это означает, что пучок остается захваченным в ограниченной (в поперечном направлении) области пространства ^{*}) и, следовательно, реализуется волноводный режим распространения.

Нетрудно получить еще одно полезное соотношение для эффективной ширины пучка

$$a_{эфф}^2 = \int r_{\perp}^2 |E|^2 ds_{\perp} / \int |E|^2 ds_{\perp}. \quad (2.27)$$

Действуя аналогично [33], находим

$$\frac{d^2}{dz^2} a_{эфф}^2 = 2I_2 + \kappa_0^2 \int \left(\frac{1}{\eta} - \frac{1}{2} \right) |E|^2 ds_{\perp} + \frac{2\ell^2}{3\delta} \int (\nabla n)^2 ds_{\perp}, \quad (2.28)$$

где η — число независимых поперечных координат. Отсюда можно оценить характерные параметры самовоздействия волновых пучков, если известна информация о пространственной структуре возмущений n , для получения которой необходимо решить уравнения (2.28) при заданном в начальном сечении ($z = 0$) распределении поля $E(r_{\perp})$ [30].

^{*}) Нетрудно убедиться, что условие $I_2 < 0$ выполняется только в случае $n(|E|^2) < 0$, т.е. при так называемом фокусирующем знаке нелинейности

В среде с кубической нелинейностью ($\ell=0$, $n=-|E|^2$) для трехмерного волнового пучка ($\eta=2$) из (2.28) следует точный закон изменения $Q^2_{эфф}$ [33]

$$Q^2_{эфф}(z) = Q^2_{эфф}(0) + I_1 z + I_2 z^2. \quad (2.29)$$

Таким образом, при $I_2 < 0$ пучок с плоским фазовым фронтом ($I_1 = 0$) на входе в нелинейную среду ($z = 0$) самофокусируется, причем в сечении $z^* = Q_{эфф}(0) / |I_2|^{1/2}$

положительно определенная величина должна изменить знак. Это означает, что в некотором сечении $z_{ф} < z^*$ решение уравнений поля должно иметь сингулярность [33]*). Величина критической мощности, при превышении которой пучок данной формы самофокусируется, определяется из условия $I_2 = 0$

$$P_{кр} = c\sqrt{\epsilon_0} E_p^2 P^* / 8\pi\omega_p^2, \quad P^* = 2P \int (\nabla_{\perp} \vec{E}_0)^2 ds_{\perp} / \int |\vec{E}_0|^4 ds_{\perp}, \quad (2.30)$$

где $E_0(\vec{r}_{\perp})$ - распределение поля при $z = 0$.

Для аксиально симметричных пучков величина P^* не зависит от амплитуды и ширины пучка. Так, для аксиально симметричного пучка гауссовой формы $P = 4qT$, а минимальной критической мощностью $P^* = 11,52$ обладает однородный аксиально симметричный пучок, структура поля в котором описывается уравнением (2.20) с $n = -|e|^2$.

В определенном случае существенно нелокальной нелинейности вместо системы уравнений имеем линейное уравнение [30]

$$2ik_0 \partial E / \partial z + \Delta_{\perp} E + k_0^2 \Phi(\vec{r}_{\perp}) P E = 0, \quad (2.31)$$

в котором нелинейность проявляется лишь в требовании нормировки его решения $\int |E|^2 ds_{\perp} = P$. Формальная аналогия (2.31) с уравнением Шредингера позволяет сделать общие заключения о поведении решения системы (2.21), (2.22) в этом предельном случае.

Прежде всего, отметим, что в рамках уравнения (2.31) однородные пучки ($E = \mathcal{E}(r_{\perp}) \exp -i\gamma z$), как и стационарные состояния уравнения Шредингера, устойчивы.

*) Экспериментальное исследование характера особенности поля в фокусе и сравнение с теоретическими данными приведено в [34].

Общее решение уравнения (2.31) записывается в виде разложения по собственным функциям дискретного и непрерывного спектра задачи. Энергия, соответствующая сплошному спектру, излучается из пучка. При этом мощность в пучке уменьшается, что приводит к уменьшению общего числа дискретных уровней. Так, если $\rho_n < \rho < \rho_{n+1}$, где ρ_n — минимальная мощность, при которой в системе ровно n дискретных уровней, в пучке остается мощность, порядка ρ_n . Очевидно, что проще всего добиться захвата максимально возможной мощности, если формировать пучки, близкие по пространственному профилю к собственным функциям дискретного спектра.

3. Стационарное самовоздействие квазигауссовых пучков

Строгое количественное рассмотрение задачи о пространственной эволюции волнового пучка в плазме с тепловой нелинейностью невозможно без привлечения численных методов решения соответствующих уравнений в частных производных. Однако качественную информацию о свойствах решения можно получить и не прибегая к численным расчетам, с помощью приближенного рассмотрения задачи. В теории самовоздействия волновых пучков такое качественное исследование проводится либо с помощью так называемого безаберрационного (параксимального) приближения, либо с использованием приближенных методов решения вариационной задачи. Основу всех этих приближений составляет то обстоятельство, что в нелинейной среде с монотонной зависимостью $\epsilon(|E|^2)$ в поле пучка колоколообразной формы поперечное распределение показателя преломления вблизи оси пучка можно аппроксимировать параболой $n = n_0 - n_2 r_1^2 / 2$, у которой n_2 — коэффициент, зависящий от параметров среды и пучка, n_0 — невозмущенное значение показателя преломления. Из линейной теории волновых пучков известно, что пучки гауссовой формы $E = E_0 \exp(-r^2/a^2)$ в такой "линзоподобной" среде сохраняют свою форму, при распространении меняется лишь ши-

рина пучка $Q = Q(z)$ в соответствии с уравнением [35,27]

$$d^2 Q / dz^2 = -n_2 Q / n_0 - 1/Q^3. \quad (3.1)$$

В нелинейной среде можно также "насиловать" предположить, что квазигауссовы пучки распространяются без aberrаций, т.е. что задача описывается одним параметром $Q(z)$ *). Соответствующее уравнение для Q можно получить либо из уравнения (3.1), в которое следует подставить выражение n_2 через Q , определенное с помощью материального уравнения - (безабберационное приближение), либо путем варьирования соответствующего функционала действия (см., ниже).

Самофокусировка в среде с локальной нелинейностью.

В случае среды с кубической нелинейностью $n = -|E|^2$ для определения характеристик самофокусировки пучка можно воспользоваться строгим соотношением (2.29). Так, для коллимированного в сечении $z = 0$ гауссова пучка получаем

$$z_{сф} = Q_0 / (P/P_{кр} - 1)^{1/2}, \quad (3.2)$$

где P - мощность пучка, $P_{кр} = 4\pi$ - его критическая мощность, Q_0 - ширина пучка на входе в нелинейную среду ($z = 0$).

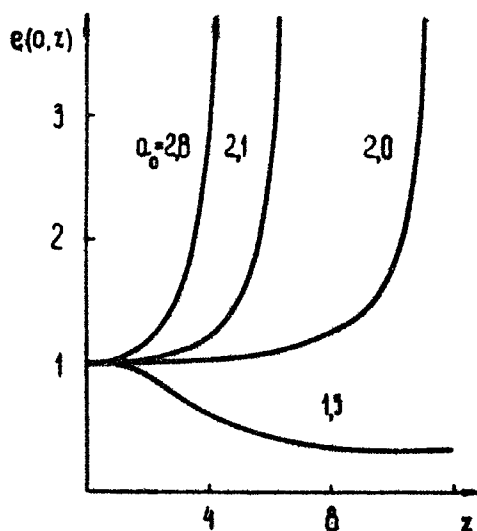
Соотношение (3.2) правильно описывает поведение пучка лишь при мощности P , близкой $P_{кр}$. Как показывают численные расчеты (см., например, [25]), при $P \gg P_{кр}$ волновой пучок разбивается на набор кольцевых областей с мощностью порядка критической. Каждой области соответствует своя точка фокусировки, так что возникает так называемая "многофокусная структура" [25]. Длина самофокусировки, определяемая из численных расчетов как расстояние до первого фокуса, оказывается равной [33]

$$z_{сф} = Q_0 / 2\sqrt{2} (P/P_{кр})^{1/2}. \quad (3.3)$$

На рис. 1 для иллюстрации приведены типичные результаты численного исследования самофокусировки пучка с начальным распределением $e = e_0 \exp(-r^2/2Q_0^2)$ и плоским фазо-

*) Это предположение равносильно предположению о существовании в задаче автомодельных локализованных решений.

вым фронтом, для начальных значений $\rho_0 = 1$, $\alpha_0 = 2,8; 2,1; 2; 1,5$. Численные расчеты подтверждают сделанный в предыдущем параграфе вывод о "схлопывании" пучка, т.е. возникновении сингулярности в решении уравнения^{*)}. Чтобы устранить сингулярность, необходимо учесть либо эффекты насыщения нелинейности, либо процессы нелинейного поглощения. В типичных для плазмы условиях основную роль играет насыщение нелинейности, которое приводит к ограничению амплитуды поля в фокусе и поперечному размеру фокального пятна. Этот вывод следует как из строгих численных расчетов исходного параболического уравнения [37], так и из рассмотрения задачи в безабберационном приближении [38] и с помощью метода моментов [39].



Р и с. 1. Распределение поля вдоль оси волнового пучка при локальной нелинейности

Тепловая самофокусировка при нелокальном нагреве.

Рассмотрим самофокусировку волновых пучков в случае нелокального нагрева и в отсутствие ионизационных эффектов. Воспользуемся для анализа безабберационным приближением, точность которого в случае сильно нелокального нагрева возрастает, так как распределение показателя преломления

^{*)} Вывод об образовании особенности был сделан сначала на основании результатов численных расчетов [36], строгое доказательство было дано намного позднее [33].

ломления оказывается существенно более плавным, нежели распределение поля в пучке. При полях, значительно меньших полей насыщения нелинейности, для n_2 имеем $n_2 = -\omega_p^2 (d^2 \theta / d r^2)_{r=0} / 2 \omega^2 n_0$. Используя точное выражение для вынужденного решения уравнения (2.4), находим

$$n_2 = n_0 P_q [1 + q \exp q E_i(-q)] / P_{кр} a^4, \quad (3.4)$$

где $q = (a \sqrt{\delta} / 2 \ell^2)$, $P_{кр} = \pi E_p^2 n_0^2 \omega^2 / \omega_p^2$ — критическая мощность гауссова пучка в среде с кубичной нелинейностью ($q = \infty$), P — полная мощность пучка, $E_i(-q)$ — интегральная показательная функция.

Из (3.1) следует, что пучок с плоским фазовым фронтом ($\chi = 0$) и мощностью, большей мощности однородного пучка, в котором дифракция скомпенсирована нелинейной рефракцией, фокусируется. По мере уменьшения ширины пучка рефракционный член компенсируется дифракционным и при дальнейшем распространении ширина пучка колеблется вблизи ширины однородного пучка. Мощность однородного аксиально симметричного канала в такой среде зависит от ширины и параметра пространственной дисперсии нелинейности по закону

$$P_{одн} / P_{кр} = 1 / \left\{ q [1 + q \exp q E_i(-q)] \right\}. \quad (3.5)$$

Из зависимости $P_{одн} / P_{кр}$, от $(a \sqrt{\delta} / 2 \ell^2)^2$, которая представлена на рис. 2, следует, что с уменьшением размера пучка критическая мощность самофокусировки возрастает.

Предельному случаю сильно ионизированной плазмы, который характеризуется сильной теплопроводностью, соответствует $q \ll 1$. При этом мощность однородного пучка составляет

$$P_{одн} = P_{кр} / q = 6,3 c^2 \omega^2 T^2 n_0 / \omega_p^2 v_e^2 \ell^2 a^2, \quad (3.6)$$

а для длины самофокусировки пучка с плоским фазовым фронтом в приближении геометрической оптики имеем

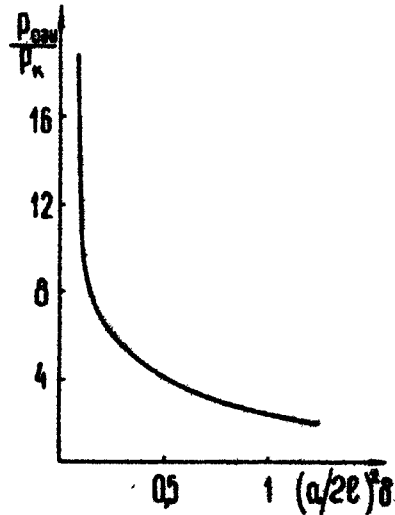
$$z_f = \sqrt{\pi} a_0 / (2\beta)^{1/2}, \quad (3.7)$$

где a_0 - начальный размер пучка, $\beta = \omega_p^2 v_e^2 l^2 p / 6,3 \omega^4 T^2 n_0$.

Интересно сравнить (3.6) с аналогичным выражением, получаемым из уравнения (2.31). В ВКБ приближении для мощности пучка, соответствующей нижнему энергетическому уровню (функция Грина в аксиально симметричном случае - $\Phi(\vec{r}) = \alpha_T \ln k_0 r / 2 \beta_T \pi$), имеем

$$P_{\text{абср}} / P_{\text{одн}} = 4/\pi. \quad (3.8)$$

Как и следовало ожидать, безабберационное приближение дает несколько заниженное значение мощности однородного пучка.



Р и с. 2. Зависимость мощности однородного канала от параметра пространственной дисперсии нелинейности

Приведенные соотношения получены без учета затухания. Поэтому они верны, если длина самофокусировки мала по сравнению с длиной затухания $x_f \ll L_{\text{зат}}$. Полагая

$x_f / L_{\text{зат}} = m$, где m - некоторое фиксированное, наперед заданное число $2 < m < 3$, можно ввести понятие критической мощности самофокусировки и оценить ее величину. Так, в случае сильно ионизированной плазмы ($q \ll 1$) критическая мощность составляет $P_T = 6,3 \pi a_0^2 \omega^4 T^2 n_0^3 : 8 \omega_p^2 l^2$. Для более точного определения критической мощности необходимо решать уравнение (2.21) с учетом

зависимости $P(z): P = P_0 \exp(-z/L_{\text{зат}})$ (см., например, [40]).

Численное исследование эволюции аксиально симметричных пучков проводилось с помощью интегрирования на ЭВМ параболического уравнения *)

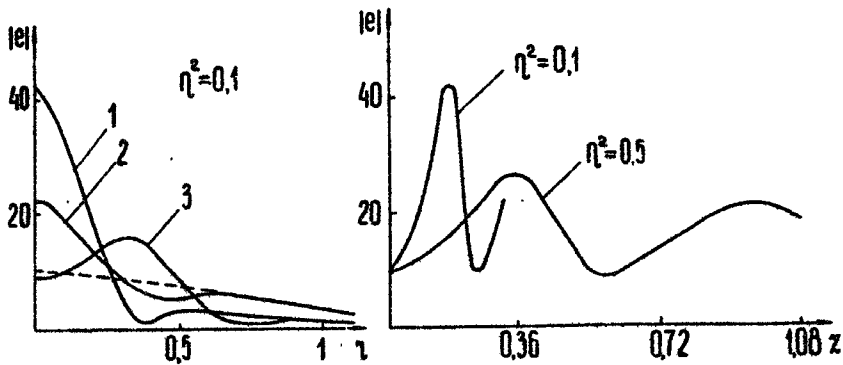
$$-2i \partial e / \partial z + \Delta_{\perp} e + \alpha \theta e = 0 \quad (3.9)$$

совместно с уравнением для температуры

$$\Delta_{\perp} \theta - \eta^2 \theta = -|e|^2. \quad (3.10)$$

Точность расчета контролировалась по инвариантам типа (2.23); (2.25). Эволюция поперечной структуры пучка в z - направлении изображена на рис. 3 для значений $\alpha = 1$, $\eta^2 = 0,1$. Видно, что по мере распространения пучка с мощностью $P > P_{огн}(a_0)$ происходит его самофокусировка, затем большая часть пучка оказывается захваченной в режим волноводного распространения с переменным поперечным масштабом волновода, что находится в качественном согласии с результатами безабберационного приближения. Роль аббераций становится существенной вблизи первого фокуса и за ним, где профиль первоначального гауссова пучка трансформируется в характерную кольцевую структуру с сильно выраженным центральным максимумом. Роль аббераций возрастает с увеличением мощности пучка. Видно, что безабберационное приближение значительно завышает величину эффекта фокусировки. Зависимость амплитуды поля на оси пучка ($\chi = 0$) приведена на рис.4 для двух значений параметров η . На рис.5,а представлена зависимость длины самофокусировки от начальных параметров пучка P_0, a_0^2 для нескольких значений коэффициента η : 1- $\eta^2 = 0,01$; 2- $\eta^2 = 0,1$; 3- $\eta^2 = 1$. Пунктиром и штрихпунктиром обозначены, соответственно, результаты расчетов по безабберационной теории и с учетом аббераций при $\eta = 0$, полученных с помощью несколько иной методики вычислений [41]. Очевидно, что безабберационное приближение с хорошей точностью позволяет определить расстояние до фокуса.

*) К такому однопараметрическому виду при $\eta^2 = \delta q \omega^2 / b^2 \rho^2$:
 $: k_0^2 \omega_p^2$ приводит следующее преобразование системы уравнений (2.21), (2.22) $\chi = k_0 \omega_p b \chi_{ст} / \omega$, $z = k_0^2 \omega_p^2 b^2 z_{ст}$;
 $: \omega^2$, $\theta = -\eta / b^2$, $e = E \omega \sqrt{\delta} / k_0 \omega_p E_p l b$, где b - параметр, имеющий размерность длины



Р и с. 3. Эволюция поперечной структуры пучка: 1 - $\chi = \chi_\phi = 0,16$; 2 - $\chi = 0,24$; 3 - $\chi = 0,36$. Пунктирной линией изображено начальное распределение поля в пучке

Р и с. 4. Распределение поля вдоль оси волнового пучка при нелокальной нелинейности

В отличие от случая кубической нелинейности при нелокальном нагреве эффект фокусировки является конечным, т.е. величина амплитуды поля в фокальном сечении ограничена. Зависимость фокального размера пучка (по уровню $1/2$) от его полной мощности приведена на рис.5,6. Учет влияния эффектов насыщения нелинейности на самофокусировку волновых пучков в случае нелокального нагрева приводит лишь к незначительному изменению количественных характеристик.

Самовоздействие при ионизационной нелинейности. Нару-

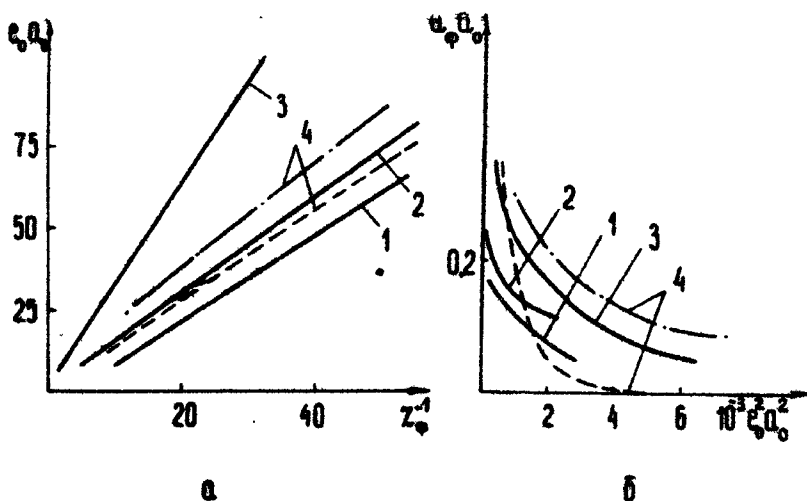
шение ионизационного баланса при нагреве плазмы в поле волны может приводить как к самофокусировке излучения, так и к саморасфокусировке [28-30]. Более того, возможен эффект самофокусировки центральной части волнового пучка и расфокусировки периферийной [30]. Поскольку саморасфокусировка протекает качественно так же, как и выше, рассмотрим эффект самофокусировки волнового пучка в плазме с локальной нелинейностью. При этом в случае аксиаль-

Но симметричного пучка из соотношения типа (2.28) для дефокусирующей среды (2.11) получаем следующую зависимость:

$$a_{\text{эфф}}^2(z) = a_0^2 + (1 + \alpha P/P_{\text{кр}}) z^2 / a_0^2, \quad (3.11)$$

где $\alpha = T(\partial v_0 / \partial T - N \partial \epsilon_r / \partial T) / \epsilon_r N$, $P_{\text{кр}}$ - критическая мощность самофокусировки. Таким образом, самофокусировка пучка приводит к появлению дополнительной угловой расходимости. Так, на расстояниях, существенно превышающих дифракционное ($z \gg a_0^2$), угол расходимости определяется выражением

$$\theta = (1 + \alpha P/P_{\text{кр}}) / k_0 a_0. \quad (3.12)$$



Р и с. 5. Зависимость длины самофокусировки $z_{\phi}(a)$ и радиуса фокального пятна $a_{\phi}(\delta)$ от мощности волнового пучка

В случае нелокального нагрева для получения оценки можно опять воспользоваться безабберационным приближением, описываемым уравнением (3.1). Так, при сильной нелокальности и условии $2\alpha P a_0^2 \gg 1$ ширина первоначально коллимированного пучка определяется трансцендентным уравнением

$$a^2 = 2\alpha P x^2 \ln a / a_0, \quad (3.13)$$

где β — совпадает с соответствующей величиной в (3.5): Из (3.13) следует, что с ростом Z угловая расходимость возрастает и стремится к предельной на расстояниях порядка длины поглощения.

Самофокусировка в неоднородной плазме. Дополнительные усложнения задачи в случае регулярно неоднородной среды связаны с изменением поляризации поля вдоль луча, наличием каустик и точек фокусировки электромагнитного излучения. Если действие нелинейности не приводит к существенному перемещению волнового пучка в пространстве, влияние ее на распространение широких и плавных (в масштабе длины волны) пучков можно учесть с помощью метода возмущения [42, 43]. Для этого сначала находят структуру лучей в линейной неоднородной среде. Затем, усредняя волновое уравнение по быстроменяющейся фазе вдоль "центрального" луча, получают параболическое уравнение в криволинейных координатах *).

Наиболее простой случай распространения волнового пучка в направлении градиента плоско-слоистой среды в безабберационном приближении рассмотрен в [44, 45]. При наклонном распространении волнового пучка характерные особенности взаимодействия связаны с образованием каустических поверхностей, на которых амплитуда поля значительно возрастает. Если длина самофокусировки, определенная по формулам однородной среды, порядка расстояния до каустики, нелинейные эффекты, очевидно, определяют структуру волнового поля в этой области. Хотя количественная теория взаимодействия поля в каустической области отсутствует, качественная картина достаточно ясна. Поскольку фокусировка волнового пучка происходит, главным образом, в плоскости траектории луча, первоначально аксиальный пучок преобразуется в эллиптический. Поэтому схлопывание пучка происходит не в одну точку, а возникают области разнесенные пространственно. Оценочные соотношения приведены в [42].

*) Условия применимости этого уравнения несколько различны для волн с разной поляризацией [43].

этой задачи воспользуемся вариационным методом описания электромагнитного поля. Этот способ обладает не только методическим удобством (например, с точки зрения нахождения законов сохранения), но и позволяет с помощью различных приближенных методов получать решения вариационной задачи, для которых законы сохранения остаются справедливыми (см., например, [46]).

Ограничимся рассмотрением случая локальной нелинейности ($\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 |E|^2$). В этом случае функционал действия

$$S = \iint [|\nabla_{\perp} E|^2 + i(E \partial E^* / \partial z - E^* \partial E / \partial z) - \epsilon_2 |E|^4 / 2] ds_{\perp} dz \quad (3.13)$$

имеет экстремум, если функция $E(z, \vec{r}_{\perp})$ является решением уравнения

$$-2i \partial E / \partial z + \Delta_{\perp} E + \epsilon_2 |E|^2 E = 0. \quad (3.14)$$

Полагая, что распределение поля в поперечном сечении пучка имеет гауссову форму с линиями уровней в виде эллипсов, будем искать решение следующим образом. Подставим

$$E = [A / (a\beta)^{1/2}] \exp(-x^2/2a^2 - y^2/2\beta^2 + is_1 x^2 + is_2 y^2 + i\varphi) \quad (3.15)$$

в (3.13) и выберем параметры $A, a, \beta, s_1, s_2, \varphi$ так, чтобы приближенное решение (3.15) было наилучшим в рассматриваемом классе. Интегрируя по поперечным координатам, из условия экстремума "укороченного" функционала находим [47]

$$\frac{d^2 a}{dz^2} = \frac{1}{a^3} \left(1 - \frac{P_a}{P_{кр} \beta} \right), \quad \frac{d^2 \beta}{dz^2} = \frac{1}{\beta^3} \left(1 - \frac{P\beta}{P_{кр} a} \right), \quad (3.16)$$

где $P/P_{кр} = \pi a \beta A^2 \kappa_0^2 \epsilon_2 / 4$, $P_{кр}$ - критическая мощность аксиально-симметричного пучка, $\kappa_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0} / c$.
Используя два интеграла системы уравнений (3.16) [48]

$$a^2 + b^2 = (1/a_0^2 + 1/b_0^2 - 2P/a_0 b_0 \rho_{кр}) z^2 + a_0^2 (1 + \dot{a}_0 z/a_0)^2 + b_0^2 (1 + \dot{b}_0 z/b_0)^2, \quad (3.17)$$

$$\dot{a}^2 + \dot{b}^2 + 1/a^2 + 1/b^2 - 2P/\rho_{кр} a b = \text{const}, \quad (3.18)$$

нетрудно составить качественную картину самофокусировки пучка и получить некоторые соотношения. Из (3.17) следует, что длина самофокусировки коллимированного пучка (расстояние, на котором эффективное сечение пучка обращается в нуль) составляет

$$z_{\phi}^2 = (a_0^2 + b_0^2) a_0 b_0 / (2P/\rho_{кр} - b_0/a_0 - a_0/b_0). \quad (3.19)$$

Мощность $P^* = \rho_{кр} (a_0^2 + b_0^2) / 2a_0 b_0$, при превышении которой происходит схлопывание пучка, возрастает при увеличении эллиптичности и для двумерного пучка ($b_0/a_0 \rightarrow 0$) обращается в бесконечность. Качественное своеобразие самофокусировки эллиптических пучков связано с тем, что дифракционное уширение и нелинейная фокусировка по разным осям не могут одновременно скомпенсироваться. Так как по большей оси, где дифракционное уширение меньше, сначала будет происходить самофокусировка, а по меньшей — уширение, возникают колебания формы пучка, при которой оси эллипса меняются местами. Если $P \neq P^*$, на фоне этих осцилляций будет происходить или постепенное уширение пучка ($P < P^*$), или схлопывание ($P > P^*$).

Самофокусировка встречных волновых пучков. Рассмотрим, как меняются характеристики самофокусировки при наличии в системе встречного волнового пучка, возникающего, например, в результате отражения на границе нелинейной среды. Представляя в (3.13) распределение поля E в виде суммы двух встречных аксиально-симметричных волновых пучков гауссовой формы и выполняя необходимые операции (интегрирования по \bar{r}_1 и варьирования), приходим к системе уравнений [49]

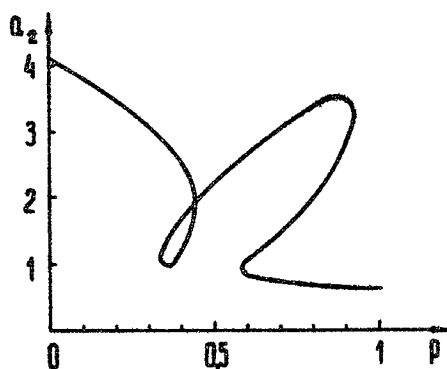
$$\ddot{a}_1 = (1 - P_1/\rho_{кр})/a_1^3 - \delta a_1 P_2/\rho_{кр} (a_1^2 + a_2^2)^2, \quad (3.20)$$

$$\ddot{a}_2 = (1 - P_2/\rho_{кр})/a_2^3 - \delta a_2 P_1/\rho_{кр} (a_1^2 + a_2^2)^2,$$

Где $P_{1,2}$ и $a_{1,2}$ — мощность и полуширины пучков.

Система уравнений (3.20) имеет интеграл типа (3.17), (3.18), однако воспользоваться ими для определения характеристик встречных пучков не удастся, поскольку в данном случае задача формулируется как краевая (начальные параметры пучка задаются в разных сечениях $z = \text{const}$). В плоском слое ($0 < z < d$), одна из границ которого ($z = d$) является идеально отражающей ($P_1 = P_2 = P$), краевые условия имеют вид: $z = 0, a_1 = a_{10}, \dot{a}_1 = \dot{a}_{10}; z = d, a_2 = a_1, \dot{a}_2 = \dot{a}_1$. Численное решение системы уравнений (3.20) с начальными условиями $a_{10} = 1, \dot{a}_{10} = 0$ и $d = 2$ проведено в [49]. На рис.6 представлена зависимость от мощности P ширины отраженного пучка a_2 в сечении $z = 0$.

В областях $0,33 < P \leq 0,44$ и $0,57 < P < 0,92$ решение является неоднозначным *).



Р и с. 6. Гистерезисная зависимость ширины отраженного пучка $a_2(z=0)$ от мощности P

*) Вопрос о том, какое распределение реализуется при заданном значении мощности падающего пучка, как обычно, может быть решен лишь при рассмотрении временной задачи (при учете зависимости мощности от времени). Можно полагать при этом, что нижняя ветвь решения (рис.6) является неустойчивой.

Таким образом, даже наличие сравнительно слабого отражения приводит к существенному изменению самофокусировки волновых пучков. Этот вывод, полученный на основе анализа решений безабберационного приближения, подтверждается детальным численным расчетом системы параболических уравнений [50].

Самофокусирование в движущейся плазме. Тепловое самодействие волнового пучка при нелокальном нагреве плазмы (24), движущейся поперек направления распространения волны (2.13) (вдоль x) с дозвуковой скоростью $v_0 > v_s \sqrt{\delta}$, описывается уравнением

$$-2i \frac{\partial e}{\partial z} + \Delta_1 e + e \int_{-\infty}^x |e|^2 dx = 0, \quad (3.21)$$

где $e = E / E_s$, $E_s = E_p (2v_0 e^2 \omega^2 / 3\delta D \omega_p^2)^{1/2}$. Как обычно, пренебрегаем эффектом изменения мощности пучка в результате поглощения.

В рассматриваемом случае несамосопряженной задачи, в которой функционал действия найти не удастся, использование вариационных методов для отыскания приближенных решений возможно с помощью понятия локального потенциала [51]. Пусть $e = e_0(z, \vec{r}_1)$ — решение уравнения (3.21), а $n_0 = - \int_{-\infty}^x |e_0|^2 dx$ — соответствующее этому распределению поля возмущение концентрации плазмы. Тогда для уравнения (3.21) с "замороженной" нелинейностью можно написать функционал действия

$$S = \iint ds_1 \left[i \left(e \frac{\partial e^*}{\partial z} - e^* \frac{\partial e}{\partial z} \right) + |\nabla_1 e|^2 - n_0(z, x, y) |e|^2 \right] dz, \quad (3.22)$$

в котором n_0 является неварьируемой переменной.

Отсутствие симметрии нелинейной части показателя преломления при наличии сноса приводит к различному уширению пучка по осям x и y . Поэтому поле в гауссовом пучке можно в общем случае записать в виде

$$e = \left[A / (ab)^{1/2} \right] \exp \left[- (x-r)^2 / 2a^2 - y^2 / 2b^2 - i s_1 (x-r)^2 / 2 - i s_2 y^2 / 2 - i \psi (x-r) - i \varphi \right], \quad (3.23)$$

ζ - координата энергетического центра пучка.

Подставляя (3.23) в (3.22) и выполняя необходимые операции [52], приходим к следующей системе уравнений:

$$A = \text{const}; \quad s_1 = -\dot{a}/a; \quad s_2 = -\dot{b}/b; \quad \psi = -\dot{\zeta};$$

$$\ddot{a} = 1/a^3; \quad \ddot{b} = 1/b^3 - \pi^{1/2} A^2 / 4\sqrt{2} E_b^2 b^2; \quad (3.24)$$

$$\ddot{\zeta} = A^2 / 4 E_b^2 a b; \quad 2\dot{\psi} = 1/a^2 + 1/b^2 - \dot{\zeta}^2 - A^2 / 2 E_b^2,$$

которая отличается от уравнений безабберационного приближения коэффициентами при членах, обусловленных нелинейностью среды [52].

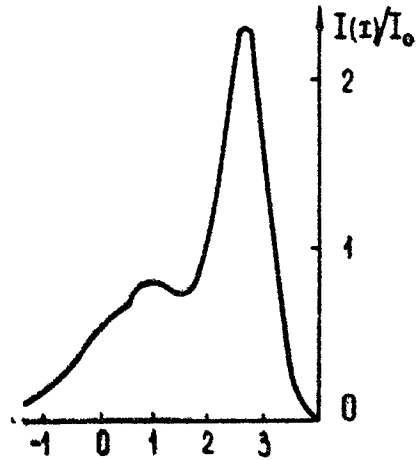
Видно, что по оси y пучок расфокусируется как в линейной среде $a^2 = 1 + z^2$. Поведение пучка по оси x совпадает с траекторией движения частицы в потенциале $V = -1/b^2 + \sqrt{\pi} A^2 / 2\sqrt{2} E_b^2 b$. Отсюда следует, что пучки с первоначально плоским фазовым фронтом ($\dot{b}(z=0) = 0$) и размером $b > b^* = 2\sqrt{2} E_b^2 / \sqrt{\pi} A^2$ находятся в режиме переменной фокусировки и расфокусировки. Период осцилляций в (z) составляет $L = \pi^2 / 2 (1 - 2\sqrt{2} E_b^2 / A^2 \pi^{1/2})^{3/2}$.

Пучки с размером меньшим b^* расфокусируются.

Сравнение моментов распределения поля $\zeta_{эфф} = \int x |e|^2 dx ds_1 / \int |e|^2 ds_1$, $a_{эфф}^2 = \int x^2 |e|^2 ds_1 / \int |e|^2 ds_1 - \zeta_{эфф}^2$, $b_{эфф}^2 = \int y^2 |e|^2 ds_1 / \int |e|^2 ds_1$, рассчитанных по результатам численного интегрирования (3.21), с приближенными приведено в [52]. Наилучшее совпадение наблюдается для величины смещения энергетического центра пучка $\zeta_{эфф}$. Для величины a и b результаты хорошо согласуются либо при малых z ($z < E_b / A$), на которых пучок остается гауссовым и нелинейные фазовые искажения не успели сказаться, либо при расфокусировке пучка, когда дифракция велика.

Численное исследование структуры пучка [52] показывает, что наряду со смещением центра тяжести пучка происходит укручение плавного (при $z = 0$) распределения интенсивности в направлении сноса и при $z = 5$ поведение поля становится немонотонным (рис.7)

Р и с. 7. Распределение интенсивности поля при $z = 5$



4. Самофокусировочная неустойчивость плоских волн

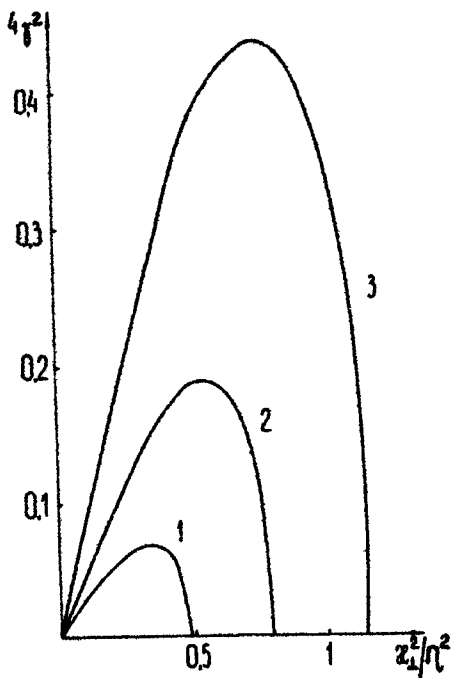
Изложенные выше результаты применены для описания волновых пучков, мощность которых не слишком превышает критическую. Если пучок достаточно интенсивен, он не фокусируется как единое целое, а расслаивается на набор более узких пучков с мощностью порядка $P_{кр}$ [53]. Для оценки характерных масштабов и инкрементов "развала" достаточно широкого волнового пучка рассмотрим задачу об устойчивости плоской волны относительно возмущения поперечной структуры.

Представим решение системы уравнений (3.9), (3.10) при $\alpha = 1$ в виде $e = (e_0 + e_1) \exp i \gamma_0 t$, $\theta = \theta_0 + \theta_1$, где $|e_1| \ll e_0$, $\gamma_0 = \theta_0 = l_0^2 / \eta^2$, $e_1 = W_1 + W_2$, $W_{1,2} = \text{Re } W_{1,2}^0 \exp(i k_1 \gamma + i h z)$, $k_1 \ll 1$ и произведем линеаризацию. В результате получим дисперсионное уравнение [9]

$$h^2 = k_1^2 \left[k_1^2 - 2 l_0^2 / (k_1^2 + \eta^2) \right] / 4. \quad (4.1)$$

Отсюда следует, что плоская волна неустойчива ($h^2 < 0$) относительно разбиения на "узкие" пучки, если $0 < k_1^2 < \eta^2 \left[(1 +$

$+ 8 \ell_0^2 / \eta^4)^{1/2} - 1]$. . . Зависимость инкремента неустойчивости $\gamma = i h / \eta$ от поперечного волнового числа при разных значениях характерного параметра задачи ℓ_0^2 / η^4 представлена на рис.8.



Р и с. 8. Зависимость инкремента неустойчивости γ от поперечного волнового числа при ℓ_0^2 / η^4 , равном: 1 - 0,3; 2 - 0,5; 3 - 1

Если $\ell_0^2 / \eta^4 \ll 1$ соотношение (4.1) переходит в известное выражение для среды с локальной нелинейностью [53] и максимальный инкремент достигается при $k_1^{*2} = \ell_0^2 / \eta^2$ и равен $\Gamma_{max} = \ell_0^2 / 2\eta^2$, или в размерных переменных

$$k_1^{*2} = k_0^2 \omega_p^2 E_0^2 / \omega^2 E_p^2, \quad \Gamma_{max} = k_1^{*2} / 2k_0. \quad (4.2)$$

В другом предельном случае ($\ell_0^2 / 4\eta^2 = k_0^2 \ell^2 \omega_p^2 E_0^2 / 38 \omega^2 E_p^2 \gg 1$) максимальным инкрементом обладают возмущения, для которых учет пространственной дисперсии нелинейности является существенным. Оптимальная пространственная частота наиболее быстро растущего возмущения удовлетворяет алгебраическому уравнению

$$\kappa_1^{*6} + 2\kappa_1^{*4}\eta^2 + \kappa_1^{*2}\eta^2 - \ell_0^2\eta^4 = 0, \quad (4.3)$$

из которого следует, что при $\ell_0^2/\eta^2 \gg 1$ оптимальный размер $1/\kappa_1^*$ сильно возрастает, а инкремент напротив убывает и по порядку величины равен $\Gamma_{\max} \approx \ell_0/2\eta$ или в размерных переменных

$$\Gamma_{\max} = \omega_p E_0 \sqrt{3\delta}/2\omega E_p \ell. \quad (4.4)$$

Наличие в плазме даже слабого постоянного магнитного поля \vec{H}_0 ($\omega \gg \omega_H = eH/mc$) при $\omega_H \gg \nu$ приводит к анизотропии пространственной дисперсии нелинейности, связанной с существенным различием коэффициентов теплопроводности вдоль и поперек магнитного поля. При этом вместо (4.1) имеем [22]

$$h^2 = x_1^2 \left[x_1^2 - 2\ell_0^2/(\eta^2 - L_1^2 h^2 + L_2^2 x_1^2 + L_1^2 x_2^2) \right] / 4, \quad (4.5)$$

где $L_1^2 = \cos^2 \theta + \nu \sin^2 \theta / \omega_H$, $L_2^2 = \sin^2 \theta + \nu \cos^2 \theta / \omega_H$, $L_1^2 = \nu / \omega_H$, $\theta = (\hat{\vec{k}}, \vec{H}_0)$ — угол между направлением распространения волны \vec{k} и магнитным полем. Отсюда следует, что в довольно широком диапазоне углов $\pi/2 \gg \theta \gg \nu^2/\omega_H^2$ из-за значительного превышения продольной теплопроводности над поперечной ($\nu/\omega_H \ll 1$) неустойчивость практически развивается как при поперечном распространении ($\theta = \pi/2$). При этом в случае локальной нелинейности получаем для инкремента неустойчивости и оптимального масштаба формулы (4.2), а при существенно не-локальном нагреве находим

$$x_1^* = \ell_0^{1/3}, \quad \Gamma_{\max} = \ell_0^{2/3}/4. \quad (4.6)$$

Сравнивая (4.6) с соответствующими выражениями, полученными при изотропном нагреве (4.4), нетрудно видеть, что неустойчивость в магнитоактивной плазме характеризуется значительно меньшими масштабами.

Проведенное рассмотрение неустойчивости плоской волны применимо лишь на начальной стадии процесса самовоздействия, пока можно не учитывать нелинейное взаимодействие рождающихся пространственных гармоник. Численное решение нелинейных уравнений показывает [24], что раз-

Битие неустойчивости приводит к развалу первоначально плоской волны (широкого волнового пучка) на набор узких пучков с мощностью порядка критической.

Выше говорилось о неустойчивости бегущей плоской волны. Наличие в системе встречной волны приводит не только к количественному изменению характеристик неустойчивости (увеличению инкремента и расширению области неустойчивых масштабов), но и к качественно новым эффектам. Появление в системе обратной связи на встречных волнах делает возможным превращение конвективной неустойчивости одиночного пучка в абсолютную. Не останавливаясь на подробностях, укажем, что в случае однородного слоя плазмы с резкими границами условие возникновения абсолютной неустойчивости можно представить в виде $\Gamma_{\text{max}} L \approx \pi/2$, где L — толщина слоя, Γ_{max} — максимальный инкремент пространственной неустойчивости, определенный с учетом встречной волны. Кроме того, самофокусирующая неустойчивость развала плоских волн на узкие пучки оказывается возможной и в среде с дефокусирующей (например, ионизационной) нелинейностью. Детальный анализ этого вопроса приведен в [49].

5. О нестационарных процессах самовоздействия

Полученные выше результаты справедливы, если длительность импульса электромагнитного излучения τ_0 превышает характерное время установления равновесного состояния τ_N . В плазме это время обычно велико, так как связано с переносом возмущения плотности через область, занимаемую пучком. Рассмотрим нестационарную тепловую самофокусировку. Поскольку при тепловых нелинейностях время релаксации возмущения плотности τ_N существенно превышает время релаксации электронной температуры, будем полагать возмущение температуры квазистационарным и учтем только релаксацию возмущений плотности. В случае малых возмущений ($|E|^2/E_p^2 \ll 1$) процесс установления описывается уравнением диффузии (2.7), которое в безразмерных переменных ($\tau' = \kappa \tau$, $t' = (2T_0/Mv_{im} \kappa^2)t$)

имеет вид

$$\partial n / \partial t - \Delta n = \Delta \theta / 2. \quad (5.1)$$

При этом распределение температуры определяется уравнением (2.4).

Для получения качественного представления о характере процесса самофокусировки аксиально симметричного пучка гауссовой формы воспользуемся уравнением (3.1), описывающим изменение ширины пучка в безабберационном приближении. Необходимое при этом значение второй производной по координате от возмущения плотности на оси пучка $\partial^2 n / \partial x^2 (\tau=0)$ нетрудно вычислить, используя интегральное представление решения уравнения (5.1) (полученное, например, с помощью преобразования Бесселя [54]). В случае локальной нелинейности ($\theta = |E|^2 / E_p^2$)*) имеем следующее уравнение

$$\partial^2 a / \partial x^2 = 1/a^3 - (\omega_p^2 c \rho_0 / 128 \pi \omega^2 \epsilon_0 E_p^2) \int_0^t d\tau / (a^2/4 + t - \tau)^3. \quad (5.2)$$

Численное решение уравнения (5.2) представлено на рис. 9. Видно, что при распространении коллимированного пучка в плазме с ростом t образуется область самофокусировки с постепенно сужающимся и перемещающимся к стационарному фокусу фокальным пятном.

В случае, когда длительность импульса электромагнитной волны много меньше характерного времени релаксации ($t \ll \tau$), вместо (5.2) можно записать грубое соотношение, позволяющее определить пороговое условие появления эффекта самофокусировки при прохождении через слой плазмы импульсного излучения

$$\partial^2 a / \partial x^2 = (1 - \rho t / W_{кр}) / a^3, \quad (5.3)$$

где ρ - мощность пучка, $W_{кр} = \rho_{кр} \tau_0$, $\rho_{кр} = \sqrt{\epsilon_0} c^3 E_p^2 / 2 \omega_p^2$ - критическая мощность стационарной самофокусировки, $\tau_0 = a^2 M^2 \times v_{im} / (T_e + T_i)$ - характерное время релаксации возмущения плотности на размере пучка **). Таким образом, величина

*) При сильно нелокальной нелинейности получается уравнение типа (5.2), в котором $E_p^2 \rightarrow E_p^2 \delta / 3 \kappa^2 l^2$, $(a^2/4 + t - \tau)^3 \rightarrow (a^2/4 + t - \tau)^2$. Оно рассмотрено в [55].

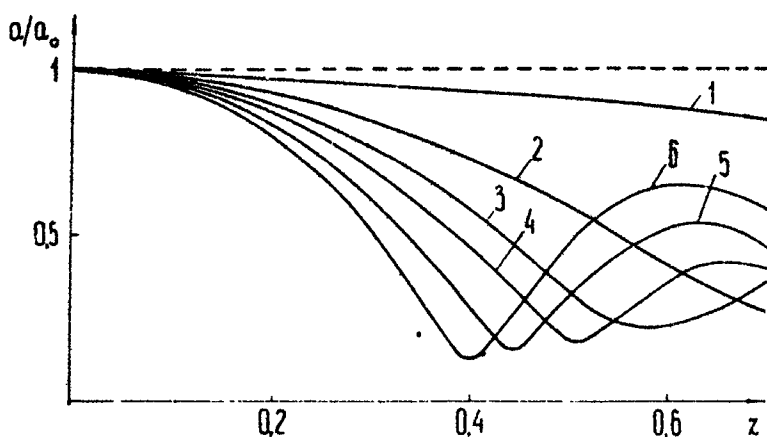
***) При сильно нелокальном нагреве $\tau_0 = M v_{im} / m \delta v_{em}^2$.

$W_{кр}$, введенная для конденсированных сред в [55, 56], имеет смысл энергии импульса, при прохождении которой через тонкий слой плазмы сравниваются эффекты дифракционного расплывания и нелинейной рефракции. В рассматриваемом случае локального нагрева критическая энергия составляет

$$W_{кр} = 3\sqrt{\epsilon_0} c^3 \alpha^2 \nu_{im} m M \delta \omega^2 / 2\ell^2 \omega_p^2. \quad (5.4)$$

При сильно нелокальном нагреве можно получить

$$W_{кр} = c^5 \nu_{im} m M \delta / 2\ell^2 \omega_p^2 \sqrt{\epsilon_0}. \quad (5.5)$$



Р и с. 9. Зависимость ширины гауссова пучка от $z_H = z_{ст} / \alpha_0^2$ при $P/P_{кр} = 50$ в различные моменты времени t/τ_0 :

1 - 0,008; 2 - 0,024; 3 - 0,04; 4 - 0,056;
5 - 0,088; 6 - 0,128; $\tau_0 = \alpha_0^2 M \nu_{im} / (T_e + T_i)$

Следует отметить, что в этих предельных случаях критическая энергия импульса не зависит от электронной температуры, а при сильно нелокальном нагреве величина $W_{кр}$ кроме того, одинакова для пучков разной ширины (по меньшей $\ell/\sqrt{\delta}$).

Для получения более детальной картины самовоздейст-

вия волнового пучка в плазме обратимся к результатам, полученным при исследовании нестационарной самофокусировки в скалярном приближении (2.16)

$$i(\partial e/\partial t + v_{gr} \partial e/\partial x) + \Delta_{\perp} e + n e = 0 \quad (5.6)$$

в конденсированных средах со следующими законами релаксации:

$$\tau_0 \partial n/\partial t + n = |e|^2 \quad [57-59] \quad (5.7)$$

$$\tau_0 \partial n/\partial t - \Delta_{\perp} n = |e|^2 \quad [60] \quad (5.8)$$

где τ_0 - характерное время релаксации нелинейности. При $\tau_0 = \frac{L m v_{im}}{T_e + T_i}$ (L - характерный размер распределения поля) соотношение (5.7) применимо в случае локального нагрева плазмы ($\theta = |E|^2/E_p^2$). Релаксация сильно нелокального нагрева описывается (5.8) при $\tau_0 = M v_{im}/m \delta v_{em}^2$.

Прежде всего, численные расчеты подтверждают, что самофокусировка имеет порог по энергии импульса $W_{кр}$. Наиболее детальные сравнения W с величиной типа $W_{кр}$ (5.5) в конденсированной среде проведено в [60].

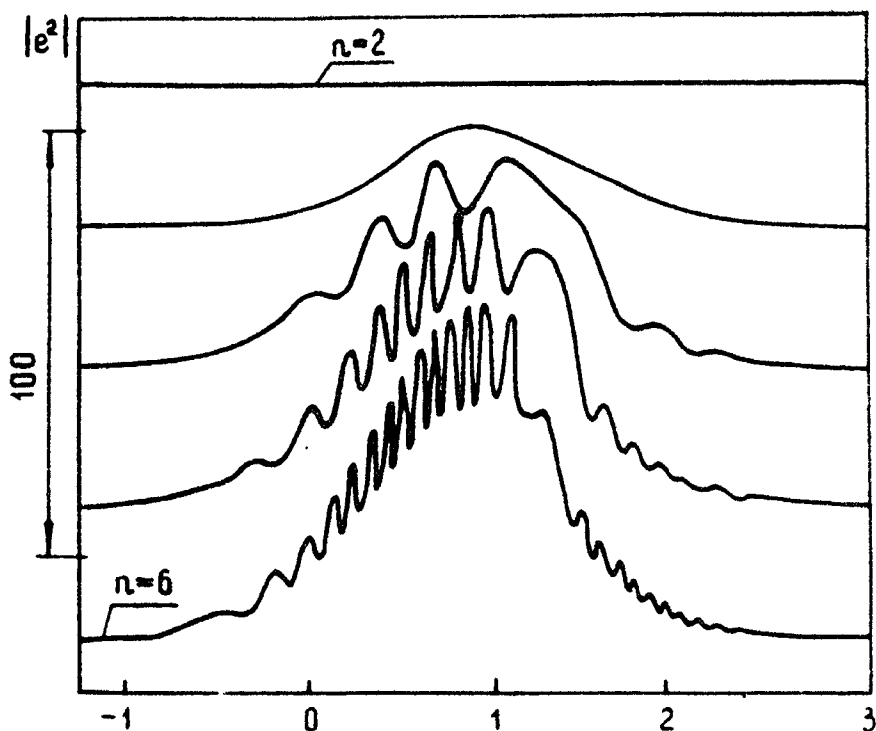
После того, как максимальная амплитуда поля достигнет некоторой величины, на хвостовой половине импульса развиваются характерные осцилляции (рис.10) [58]. С увеличением длины и энергии импульса размеры осцилляций уменьшаются, а число их увеличивается. Такая тенденция к дроблению импульса на отдельные сгустки, очевидно, является следствием развития неустойчивости импульса относительно самомодуляции [24, 60-62] *)

6. Самовоздействие в плотной плазме

Исследование самовоздействия электромагнитных волн в плотной плазме с концентрацией, превышающей критическую, является более сложной математической задачей, чем изучение самовоздействия квазиоптических пучков в разрежен-

*) В конденсированных средах с этим эффектом связывают существенное уширение (по сравнению со стационарным случаем) спектра при самофокусировке ультракоротких импульсов [63].

ной плазме. Теория этих эффектов пока еще далека от завершения, хотя к настоящему времени по этим вопросам имеется достаточно обширная литература (см., например, обзор [64]). Здесь остановимся лишь на рассмотрении двух физических эффектов, в которых существенную роль играет пространственная ограниченность электромагнитных волн, — речь будет идти о фокусировке пучка электромагнитных волн, отраженного от границы нелинейной среды, и о возможности волноводного распространения интенсивных электромагнитных волн в закритической плазме. Именно эти эффекты были исследованы экспериментально в плазме с тепловой нелинейностью.



Р и с. 10. Эволюция распределения интенсивности на оси импульса, длиной $\tau = 1,5$ и $\rho = 5,4 \rho_{кр}$. Линии соответствуют расстоянию $z = 0,0666 n$, где $n = 2 + 6$

Самофокусировка волновых пучков при отражении. Можно

выделить два фактора, приводящие к самофокусировке отраженного волнового пучка: изменение фазы коэффициента отражения интенсивной волны от невозмущенной границы, связанное с изменением параметров среды в поле волны, и деформация границы плазма-вакуум. Рассмотрим случай умеренных амплитуд [65], когда деформацией границы плазма-вакуум можно пренебречь. *) Кроме того, будем предполагать выполненными следующие условия

$$\kappa \Lambda_1 \gg 1, \quad \Lambda_1 / \delta \gg 1, \quad (6.1)$$

где Λ_1 - характерный поперечный размер волнового пучка, δ - толщина скин-слоя падающей волны. Первое неравенство - обычное условие применимости квазиоптического уравнения, второе позволяет при определении фазы отраженной волны воспользоваться результатами задачи об отражении от плазмы интенсивной плоской электромагнитной волны.

В рассматриваемом случае оказывается, что распределение амплитуды в отраженном волновом пучке в плоскости отражения ($z = 0$) совпадает с ее распределением в падающем (в поле волны плазма остается непрозрачной, так что коэффициент отражения $|R| = 1$), а распределение фазы можно представить в виде

$$\psi_0(x, y, z=0) = \psi_0 + \psi_{нл} \left[|E_n(x, y, z=0)|^2 \right]. \quad (6.2)$$

Здесь $\psi_0(x, y, z=0)$ - фаза в падающем волновом пучке, $\psi_{нл}$ - фаза коэффициента отражения, зависящая от локального значения амплитуды поля падающего пучка). Дальнейшая эволюция отраженного пучка определяется хорошо известными соотношениями линейной теории.

Рассмотрим случай нормального падения на границу аксиально симметричного волнового пучка, имеющего плоский фазовый фронт $\psi_0 = 0$ и гауссово распределение интенсивности $|E_n| = E_0 \exp -r^2/a^2$. Аппроксимируя распределение фазы коэффициента отражения (6.2) параболой $\psi_{нл} = \psi_0 + \psi_2 r^2$, для длины фокусировки отраженного пучка z_f и размера фокального пятна a_f имеем следующие выражения:

*) В нелинейной оптике эффекты, связанные с деформацией границы, рассмотрены в [66].

$$z_{\phi} = \kappa/2\psi_2, \quad a_{\phi} = z_{\phi}/\kappa a. \quad (6.3)$$

Для величины ψ_2 , связанной с конкретным механизмом нелинейности, при локальной нелинейности можно воспользоваться выражением для фазы коэффициента отражения плоской волны, полученным в [67]. В результате получим

$$\psi_2 = 4E_0^2 \omega^2 / \omega_p^2 E_p^2 a^2 \left[1 - 2\omega^2 (1 + E_0^2 / E_p^2) / \omega_p^2 \right]^{1/2}. \quad (6.4)$$

Заметим, что условие обращения знаменателя в (6.4) в нуль определяет границу нелинейной прозрачности плазмы [53], т.е. существенную деформацию сред.

В другом предельном случае сильно нелокальной тепловой нелинейности, если выполнено условие, что характерный размер пространственной дисперсии нелинейности ($\ell/\sqrt{3\delta}$) много больше глубины скин-слоя, но много меньше ширины падающего пучка, имеем выражение [65]

$$\psi_2 = 4E_0^2 \sqrt{3\delta} / E_p^2 \kappa \ell a^2 (1 + |\epsilon_0|) (1 - \omega_p^2 / \omega^2 + 2|\epsilon_0|), \quad (6.5)$$

в котором величина диэлектрической проницаемости на границе ϵ_0 определяется соотношением

$$(1 - \omega_p^2 / \omega^2 + |\epsilon_0|) \sqrt{|\epsilon_0|} = -2\sqrt{3} |\epsilon_0|^2 \sqrt{\delta} / E_p^2 \kappa \ell. \quad (6.6)$$

Соотношения (6.3) – (6.5) позволяют оценить координату фокуса отраженного пучка и его фокальный размер. Анализ этих выражений показывает, что заметных эффектов фокусировки можно достичь при полях, близких к порогу просветления. В этих условиях, конечно, становится существенным и искривление формы границы плазма-вакуум.

Волноводные каналы. Детальному исследованию структуры и характеристик стационарных волноводных каналов в закритической плазме посвящены работы [2, 64, 68]. Такие каналы могут существовать, если под действием поля волны плотность плазмы в области поля уменьшается и становится меньше критической. В простейшем случае двумерных $T E$ – волн, у которых вектор электрического поля ортогонален градиенту концентрации в канале ($\vec{E} \nabla \epsilon$) = 0 и локальной нелинейности задача исследования структуры га-

ких волноводов сводится к решению одного обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка, аналогично уравнению для однородных волновых пучков в теории самофокусировки. Однако эффект волноводного просветления плазмы, в отличие от квазиоптической самофокусировки, является пороговым эффектом — в случае закритической плазмы нелинейность является причиной распространения волн, т.е. волноводный канал существует, если максимум амплитуды волны превышает некоторое критическое значение, зависящее от типа волны.

В случае слабой закритичности плазмы $(\omega_p^2 - \omega^2)/\omega^2 \ll 1$ пороговое условие имеет вид [2, 68]

$$E_m^2 > E_p^2 U_m (\omega_p^2/\omega^2 - 1), \quad (6.7)$$

U_m — численный коэффициент порядка 1, для двумерных волн $U_m = 2$, для аксиально симметричных с электрическим полем $E_p(r)$ $U_m = 3,04$ [68].

Мощность, переносимая в волноводном канале, и его ширина зависят от амплитуды волны. Например, полная мощность T E — волны в цилиндрическом канале определяется соотношением [68]

$$P_{огн} = 7,69 c^3 E_p^2 (1 - \omega_p^2/\omega^2 + E_m^2/E_p^2 U_m^2) / 8 \omega_p^2. \quad (6.8)$$

При амплитудах, существенно превышающих пороговую, канализируемая мощность возрастает пропорционально первой степени максимальной амплитуды.

Случай канализации TM — волн является более сложным из-за наличия в канале области плазменного резонанса и составляющей электрического поля, параллельной градиенту диэлектрической проницаемости. Подробный анализ этого случая приведен в [68]. Нестационарные и переходные процессы самоканализации волн в непрозрачной плазме к настоящему времени теоретически не исследованы.

7. Экспериментальное исследование самовоздействия волновых пучков

Возможность реализации экспериментов по самофокусировке электромагнитных волн в плазме обсуждалась еще в первых работах по теории этого явления. Последующий теоретический анализ, показавший важную роль эффектов самофокусировки при распространении электромагнитных волн умеренной интенсивности в лабораторной и околоземной плазме, стимулировал проведение лабораторных экспериментов, направленных на исследование нового нелинейного явления и, по-видимому, усилил интерес к подготовке работ по воздействию мощных радиоволн на ионосферу. Первые сообщения о наблюдении самофокусировки электромагнитных волн в плазме в лабораторных условиях [12] и возбуждении искусственных неоднородностей в области отражения сильных радиоволн от ионосферы [69, 70] появились почти одновременно в начале 70-х годов. Детальные исследования самофокусировки радиоволн в ионосфере и возможностей практического использования возникающих явлений были выполнены несколько позднее [10, 11]. Учитывая, что результаты ионосферных экспериментов подробно обсуждаются в других статьях данного сборника, мы в этом обзоре ограничимся изложением материала лабораторных экспериментов по изучению самофокусировки волновых пучков в разреженной плазме [12-16] и проникновения поля в закрытую плазму [17-19].

Наблюдение самофокусировки волновых пучков. Остановимся сначала на требованиях, которым должна удовлетворять лабораторная установка, предназначенная для экспериментального исследования самофокусировки волновых пучков в плазме.

Желательно, чтобы условия эксперимента допускали наблюдение самофокусировки в плазме в отсутствие сопровождающих нелинейных эффектов, обычно усложняющих картину взаимодействия. Для хорошего моделирования квазиоптических условий необходимо, чтобы размеры плазменного объема существенно превышали не только длину волны излучения, но и характерные размеры распространяющегося волнового пучка. Концентрация плазмы должна быть достаточно

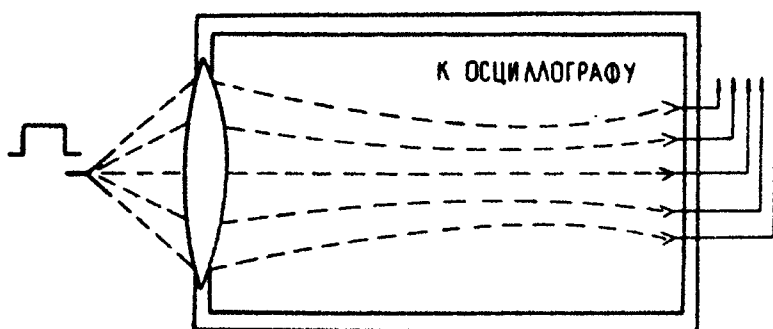
близкой к критической концентрации ($N_e \approx 0,5 N_{кр}$) для того, чтобы критическая мощность самофокусировки была минимальной. Наконец, желательно иметь достаточно однородную плазму с характерным временем изменения параметров, по крайней мере, сравнимым с характерным временем релаксации эффекта самофокусировки. Более детальный анализ, проведенный с учетом параметров существующих генераторов электромагнитного излучения, показывает, что совокупности этих конкурирующих факторов можно достаточно хорошо удовлетворить, если выполнять эксперименты в сантиметровом или миллиметровом диапазонах длин волн, в частности с использованием излучения, генерируемого прибором нового типа — гиротроном [71]. Поскольку наиболее низкопороговым является эффект тепловой самофокусировки волн, в качестве объекта исследования естественно выбрать низкотемпературную частично ионизированную плазму с достаточно большим числом соударений. Для того, чтобы избежать дополнительных эффектов СВЧ ионизации, в первых экспериментах [12–14] использовалась распадающаяся плазма, у которой степень ионизации намного превышала равновесную, соответствующую температуре электронов.

Общая схема экспериментов, выполненных в СВЧ диапазоне (рис.11) сводилась к следующему. Созданная в безэховом цилиндрическом объеме неравновесная распадающаяся плазма облучалась квазиоптическим пучком электромагнитных волн различной интенсивности. Прошедшее через плазму излучение принималось антеннами с малой по сравнению с характерным размером пучка эффективной площадью. По численным данным составлялась пространственно-временная картина эволюции структуры пучка.

1. Первый эксперимент [13,14] был выполнен с использованием излучения сантиметрового диапазона длин волн. В качестве источника излучения применялся магнетрон непрерывного действия с длиной волны $\lambda = 3$ см и максимальной мощностью $P \approx 100$ Вт. Падающий на плазму волновой пучок с характерным размером $a \approx 20$ см предварительно фокусировался с помощью диэлектрической линзы на расстоянии 20 см до 6 см.

Плазма в эксперименте обладала следующими характерными параметрами: $T_e = T_i \approx 2,5 \cdot 10^3$ К, $\nu_{em} \approx \nu_{ei} \approx 8 \cdot 10^7$ с⁻¹

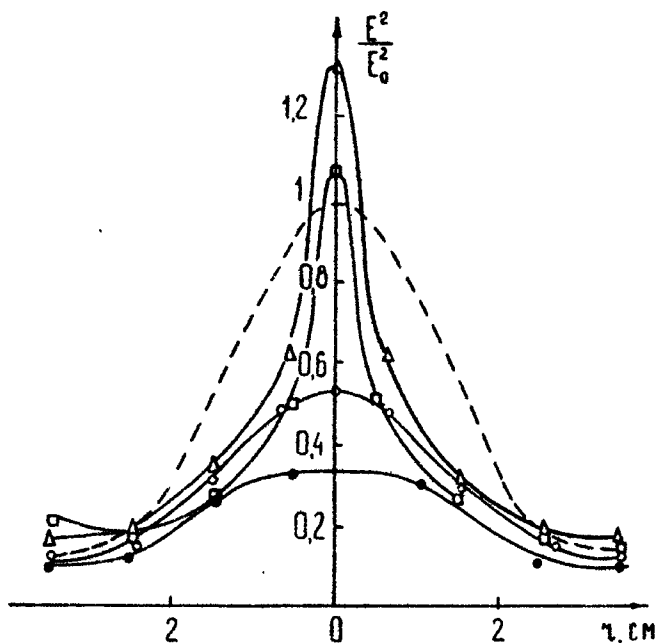
$L\nu_{im} = 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$. В такой плазме для поперечного размера пучка выполнялось соотношение $a \approx \rho / \sqrt{38}$, так что при оценках можно считать тепловую нелинейность локальной. Критическая мощность самофокусировки, определяемая по формуле (2.30), составляла $P_{кр} \approx 10$ Вт. Поэтому на всех уровнях мощности длина самофокусировки коллимированного пучка $\chi_{\phi} = 2\pi a^2 / \lambda (P/P_{кр} - 1)^{1/2}$ существенно превышала расстояние до "линейного" фокуса (при максимальной мощности $P = 100$ Вт, $\chi_{\phi} \approx 70$ см). В этом случае нелинейность должна приводить лишь к уменьшению размеров фокального пятна без заметного изменения фокусного расстояния системы. Проявлению нелинейных эффектов только вблизи фокальной плоскости способствует и меньшее (примерно на порядок) время релаксации нелинейности в этой области (в фокусе $\tau \approx 10^{-3}$ с).



Р и с. 11. Схема экспериментальной установки

Непосредственные измерения распределения плотности потока энергии в поперечном сечении пучка показали (рис.12), что, начиная с мощности излучения $P \approx 20$ Вт, поперечный фокальный размер уменьшается, а напряженность поля на оси возрастает (максимальное усиление достигает 2). Зависимость эффекта увеличения поля в фокусе от мощности излучения близка к квадратичной. В хорошем согласии между собой находятся время появления эффекта самосжатия фокуса ($\tau \approx 1$ мс) и время заметного воз-

мушения концентрации плазмы на оси пучка, измеренное с помощью зондов и микроволновой отсечки.



Р и с. 12. Распределение плотности энергии при $z = 20$ см ($N_e \approx 0,5 N_{кр}$; E_0^2 - плотность энергии на оси пучка в холодной системе)

$$P = 60 \text{ Вт: } \square - \tau = 9 \cdot 10^{-4} \text{ с, } \Delta - \tau = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ с;}$$

$$P = 0,5 \text{ Вт: } \bullet - \tau = 9 \cdot 10^{-4} \text{ с, } \circ - \tau = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

2. Более детальные исследования тепловой самофокусировки в плазме были выполнены в [15] с использованием излучения миллиметрового диапазона длин волн, генерируемого импульсным гиротроном [72] (длина волны $\lambda = 0,5$ см, мощность $P \approx 15$ кВт, длительность импульса $\tau_{\mu} = 400$ мкс). Источником плазмы являлся импульсный разряд в воздухе. Распадающаяся плазма в процессе взаимодействия обладала следующими типичными параметрами: концентрация электронов $N_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, концентрация нейтралов $N_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$,

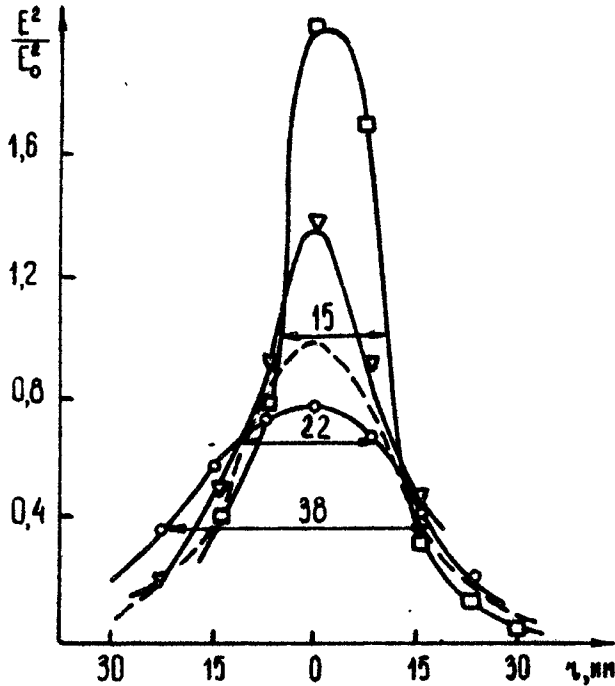
температуры электронов и ионов $T_e \approx T_i \approx 2 \cdot 10^3$ К, эффективные частоты соударений $\nu_{ei} = 2 \cdot 10^9$ с, $\nu_{em} = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹, $\nu_{im} = 5 \cdot 10^6$ с. На входе в плазму с помощью квазиоптических преобразователей формировался коллимированный пучок электромагнитных волн гауссовой формы с поперечным размером $\rho \approx 1,5$ см (см. рис. 11). Распределение поля измерялось в прошедшем через плазменный слой пучке на расстоянии $z = 24$ см от входного сечения.

Качественное своеобразие самовоздействия в этом случае связано с тем, что время релаксации нелинейности (время амбиполярной диффузии заряженных частиц через поперечный размер пучка $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$ с) значительно (на порядок) превышает длительность импульса излучения. Поэтому процесс самофокусировки имеет существенно нестационарный характер и заметных эффектов следует ожидать при мощностях излучения, намного превышающих критическую мощность самофокусировки: $P > P_{кр} \tau_i / \tau_p$, точнее, когда энергия излучения в импульсе заметно превысит критическую энергию. Из оценок для случая локальной нелинейности следует, что $P_{кр} \approx 3$ Вт и для осуществления заметной самофокусировки необходимы импульсы излучения с мощностью $P \gg 50$ Вт.

Экспериментальное исследование эволюции структуры волнового пучка убедительно демонстрирует наличие эффекта самофокусировки. На рис. 13 приведены распределения плотности энергии в пучке, прошедшем через плазму, для нескольких значений мощности излучения. Видно, что с увеличением мощности происходит возрастание нормированной амплитуды поля на оси и обужение пучка. Величина усиления поля зависит от мощности пучка примерно по квадратичному закону. Осциллограммы измеряемых сигналов (рис. 14) показывают, что взаимодействие имеет существенно нестационарный характер*). Так, при $P = 50$ Вт самофокусировка становится заметной лишь к концу СВЧ импульса — амплитуда поля на оси монотонно возрастает. При увеличении

*) Распределения поля на рис. 14 соответствуют моментам максимального сжатия пучка в выходном сечении.

мощности момент максимального сжатия пучка смещается к началу импульса, и затем наступает уменьшение сигнала на выходе из плазмы. При еще больших мощностях ($P \approx \approx 10$ кВт) эффект самофокусировки наблюдается лишь в начале импульса, причем величина максимального сжатия уменьшается.

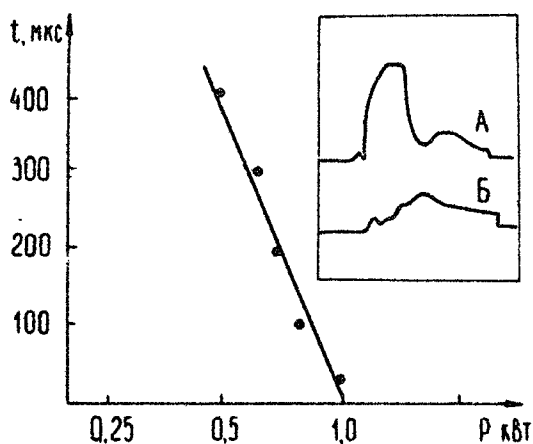


Р и с. 13. Распределение плотности энергии при $z = 24$ см:
 $\square - P_0 = 1$ кВт; $\nabla - P_0 = 0,5$ кВт; $\circ - P_0 = 10^{-2}$ кВт.

Наблюдаемая картина хорошо соответствует теоретическим представлениям, согласно которым в эксперименте должен реализоваться эффект перемещения фокальной области пучка навстречу падающему излучению (эффект движущегося фокуса [25]). На рис.14 приведена зависимость времени наблюдения максимального сжатия в выходном сечении от мощности пучка. Скорость движения фокуса, следующая

из измерений, составляет $v_{\text{фок}} \approx 10^5$ см/с.

Детальное количественное сопоставление данных этого эксперимента с результатами теории не имеет, на наш взгляд, особого смысла из-за того, что в эксперименте для наблюдения явления самофокусировки в нестационарной плазме пришлось пользоваться квазиоптическими пучками с достаточно большими амплитудами электрических полей, при которых становятся существенными эффекты насыщения нелинейности. Оценки показывают, что температура электронов в области поля увеличивалась вдвое уже при мощности $P = 1$ кВт. Такие сильные возмущения температуры должны приводить к существенному вытеснению плазмы из области поля за время воздействия излучения. Этот вывод подтверждается прямыми зондовыми измерениями концентрации плазмы на оси пучка. При больших мощностях ($P \gg \gg 1$ кВт) процесс самофокусировки возможен лишь для передней части импульса излучения, последующая часть распространяется, как в вакуумном канале, без заметных искажений. С эффектами насыщения нелинейности, по-видимому, связаны и другие особенности взаимодействия, подробно описанные в [15].



Р и с. 14. Время наблюдения максимальной плотности энергии при $z = 24$ см. Осциллограммы сигналов при $z = 36$ см (А) и при $z = 24$ см (Б)

3. Оригинальный эксперимент по наблюдению самофокусировки волнового пучка в плазме был выполнен в [16] с использованием излучения $[O_2]$ -лазера ($\lambda = 10,6 \mu$) с длительностью излучения $\tau_H = 150$ мс и мощностью $P = 2 \cdot 10^8$ Вт. В этой работе изучалось самовоздействие лазерного пучка в плазме, образующейся при его распространении в газе в результате оптического пробоя. В качестве рабочего вещества использовался гелий при начальном давлении 30 торр, так что даже при полной двукратной ионизации концентрация электронов могла составлять лишь $N_e \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — это в 5 раз меньше критической концентрации для падающего пучка.

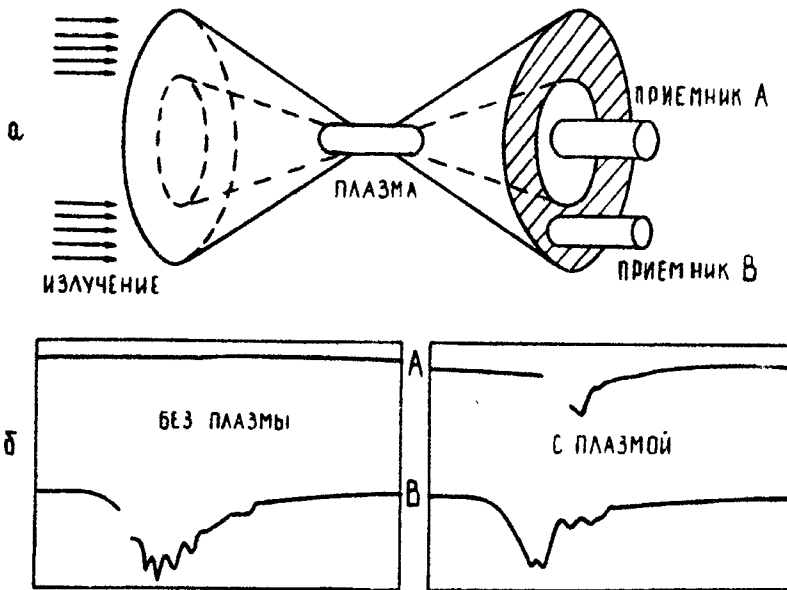
Размер плазмы, возникающей в поле излучения, существенно превышал ширину оптического пучка, имеющего гауссову форму, причем через 20 мкс от начала импульса на оси пучка образовался минимум плотности плазмы. Процесс перераспределения плазмы существенно отличался по своему характеру от описанных выше процессов релаксации малых возмущений — в поле излучения большой мощности формировалась радиально расходящаяся ударная волна.

Для наглядной демонстрации эффекта самофокусировки авторы использовали предварительно сфокусированный полый трубчатый пучок с минимумом интенсивности на оси. Измерения радиального распределения интенсивности излучения в пучке, прошедшем через область пробоя, возникающего в фокусе пучка, показали, что примерно через 50 мкс после начала разряда происходит существенное увеличение интенсивности излучения на оси пучка (см. рис. 15).

Просветление плотной плазмы. Нагрев непрозрачной за критической плазмы и последующее перераспределение её плотности в поле излучения могут приводить к нелинейному проникновению волнового пучка в области с надкритической плотностью. Динамика нелинейного просветления плазмы и сопровождающий этот процесс эффект самофокусировки волнового пучка, отраженного от границы плазмы, исследовались в работах [17, 19] с использованием излучения миллиметрового диапазона длин волн. Недавно опубликованы также результаты исследования нелинейного просветления излучения мощного $[O_2]$ лазера через плотную

плазму λ - пинча [18].

1. Эксперименты по тепловому просветлению плотной плазмы проводились на установке, использовавшейся ранее для исследования самофокусировки волновых пучков миллиметрового диапазона ($\lambda = 0,5$ см) в прозрачной среде. Измерения распределения поля в волновом пучке, прошедшем через слой закритической плазмы толщиной $d = 5$ см, показали, что при мощности падающего пучка $P = 10$ кВт плазма с концентрацией $N_e = 1,5 N_{кр}$ просветляется за время порядка 100 мкс, намного быстрее времени просветления распадающейся плазмы в линейном режиме, составляющего ~ 230 мкс.



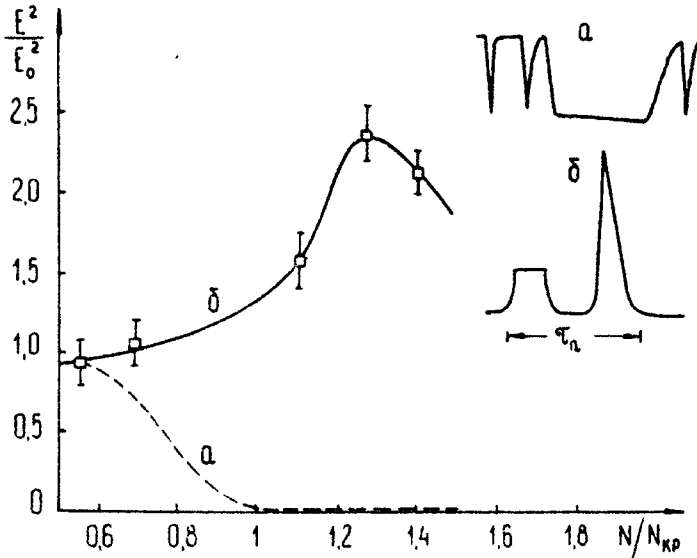
Р и с. 15. Схема эксперимента:

а - Структура волнового пучка и расположение приемников излучения (А, В),

б - Осциллограммы сигналов

*) Это соответствует амплитуде поля, превышающей в 3 раза напряженность плазменного поля $E_0 = 3E_p$.

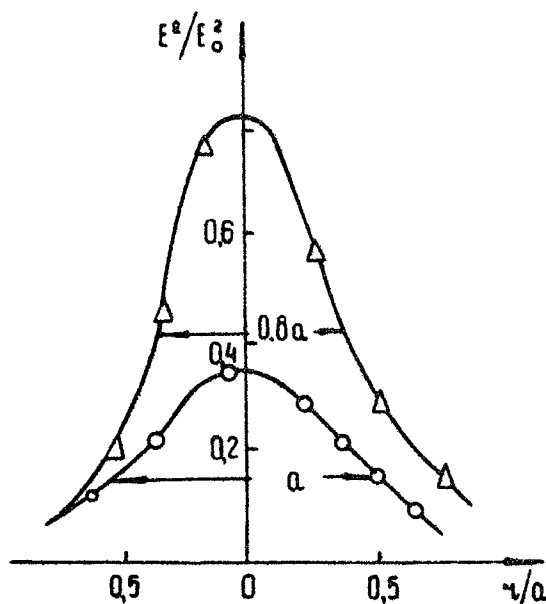
Приосевая область просветляется заметно раньше, чем периферийная, и проникшее за слой излучение оказывается сфокусированным. На рис.16 приведена зависимость максимальной амплитуды поля на оси от начальной концентрации плазмы. Видно, что при больших амплитудах поля ($E_0/E_p = 3$) эффект самофокусировки излучения более резко выражен в случае непрозрачной плазмы.



Р и с. 16. Зависимость плотности энергии на оси пучка от начальной концентрации плазмы
 $\square - P_0 = 10^4$ Вт; --- $P_0 = 10^{-2}$ Вт

Для исследования характера деформации границы плазмы и самовоздействия отраженного пучка был проведен эксперимент, в котором мощный волновой пучок с TE -поляризацией электрического поля падал на границу плазмы наклонно под углом 45° . Это позволило провести пространственное разделение падающего и отраженного волновых пучков. На рис.17 приведены измеренные распределения плотности потока энергии в отраженном волновом пучке для двух значений напряженности поля в падающем пучке

$E_o/E_p = 5 \cdot 10^{-3}$ и $E_o/E_p = 3$. Сравнение этих распределений свидетельствует о самофокусировке отраженного от плазмы пучка, проявляющейся в его сужении и заметном возрастании приосевой амплитуды. Измерения фазы слабого отраженного сигнала позволили определить деформации профиля отражающей поверхности. Они показали, что под действием излучения эта поверхность приобретает форму вогнутого зеркала, смещающегося в глубь плазмы. По мере искривления поверхности отражения фокус отраженного пучка движется по направлению к плазме. В момент просветления слоя фокусирующее зеркало трансформируется в фокусирующую линзу. Оценки характерных параметров взаимодействия [17] показывают, что наблюдаемая картина находится в хорошем согласии с теоретическими представлениями.



Р и с. 17. Распределение плотности энергии в пучках электромагнитных волн, отраженных от слоя закритической плазмы ($N \sim 3 N_{кр}$)
 $-o-o-$ $P_0 = 10^{-4}$ Вт; $-\Delta-\Delta-$ $P_0 = 10^{-2}$ Вт.

2. В работе [19] исследовалось просветление плотной плазмы, находящейся в магнитном поле ($\omega_{ne} < \omega_p$, $\omega_{ne} \gg \nu_{em}$). Плазма облучалась квазиоптическим волновым пучком (длина волны $\lambda = 0,8$ см) с электрическим полем, поляризованным в направлении постоянного магнитного поля \vec{H}_0 . Особенности взаимодействия в такой плазме связаны с различием коэффициентов переноса в продольном и поперечном относительно \vec{H}_0 направлениях. При нагреве электронов плазмы в поле волнового пучка с характерным размером, много меньшим продольной длины теплопроводности $l/\sqrt{8}$, в плазме возникает сильно вытянутая вдоль магнитного поля область повышенного давления.* Это приводит к вытеснению плазмы из скин-слоя и проникновению волнового пучка в глубь среды. Образующийся в результате канал шелевой формы делает плотную плазму прозрачной для падающего излучения. Облучение возмущенной области пробной плоской волной малой амплитуды показало, что ее электродинамические характеристики существенно зависят от поляризации электрического поля зондирующего излучения. Эти интересные поляризационные эффекты детально исследованы в [19].

3. Просветление плазмы α -пучка в гелии ($N_e = 1 + 4 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $T_e \approx 20$ эВ, $\nu_e = 3 \cdot 10^{13}$ с $^{-1}$, характерный размер слоя $d \approx 0,17$ см) под действием мощного излучения CO $_2$ -лазера ($P = 5 \cdot 10^8$ Вт, $\tau = 38$ нс, $\lambda = 10,6$ мкм, радиус пучка $a \approx 62,5$ мкм наблюдалось в [18]. Результаты измерений показывают, что коэффициент прохождения составляет около 4%, диаметр канала совпадает с диаметром волнового пучка, ширина проходящего импульса меняется в зависимости от мощности и концентрации плазмы в максимуме от 10 до 30 нс, а время запаздывания - от 20 до 30 нс. Любопытно, что проходящее излучение имеет вид чередующихся черных и светлых колец, как при дифракции Френеля на круглом отверстии.

Поскольку все характерные размеры распределения поля l_e (глубина скин-слоя, ширина пучка) много больше длины свободного пробега $l \approx 10^{-5}$ см, наблюдаемые эффекты

*) Поперечный перенос тепла намного меньше продольного.

естественно связать, как и выше, с нагревом плазмы в поле и последующим вытеснением ее из этой области. В рассматриваемых условиях (с учетом возрастания поля вблизи точки отражения волны) отношение $E^2/8\pi N T_e \approx 1$, и поэтому удвоение температуры плазмы происходит за время между соударениями $\tau = 1/\nu_e \approx 10^{-13}$ с. Учитывая в качестве стабилизирующего нагрев фактора электронную (нелинейную) теплопроводность, из уравнения теплового баланса нетрудно оценить, что температура плазмы в области отражения составляет около 400 эВ и плавно спадает к другому концу слоя до 80 эВ. (Интерферометрические измерения дают 75 эВ). При этом для времени установления такого распределения температуры $\tau_T = \nu d^2/\nu_T^2$ ($\nu_T = (T/m)^{1/2}$ - тепловая скорость электронов) имеет 10 нс. За это же время происходит вытеснение плазмы из области поля ($\tau = d/\nu_s \sim 6$ нс, $\nu_s = (T/M)^{1/2}$ - скорость ионного звука).

Л и т е р а т у р а

1. Аскарьян Г.А. - ЖЭТФ, 1962, 42, №6, с.1567.
2. Таланов В.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1964, 7, №3, с.564.
3. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.- Phys. Rev.Lett., 1964, 13, N7, p.479.
4. Литвак А.Г.-Канд.дис. [Рукопись]. Горький, 1967, НИРФИ.
5. Litvak A.G.- Electromagnetic wave theory. Tbilisi, 1971, p.185.
6. Литвак А.Г.-ЖЭТФ, 1969, 57, №8, с.629.
7. Гапонов А.В., Миллер М.А.-ЖЭТФ, 1958, 34, №1, с.242.
8. Литвак А.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1968, 11, №9, с.1433.
9. Litvak A.G.-VIII Int.Conf.on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers Vienna, 1967, p.409.
10. Tnome G.D., Perkins F.W.-Phys.Rev.Lett., 1974, 32, N 22, p.1238.

11. Duncan L.M., Behnke R.A., - Phys.Rev.Lett., 1978, 41, N14, p.998.
12. Еремин Б.Г., Литвак А.Г. - Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, №11, с.603.
13. Eremin B.G., Litvak A.G., Poluyakhtov B.K., - Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Oxford, 1971, p.351.
14. Еремин Б.Г., Литвак А.Г., Полуяхтов Б.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1972, 15, №8, с.1132.
15. Исаев В.А., Круглов В.Н., Миронов В.А., Полуяхтов Б.К. - Физика плазмы, 1977, 3, №3, с.607.
16. Tonsan L.C., Chu T.K., - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, N10, p.517.
17. Исаев В.А., Круглов В.Н., Полуяхтов Б.К. - ЖЭТФ, 1976, 71, №9, с.1071.
18. Rockett P.D., Stell D.G., Ackenhusen T.G., Bach D.R., - Phys.Rev.Lett., 1978, 40, N10, p.649.
19. Еремин Б.Г., Костров А.В., Степанушкин А.Д., Фрайман Г.М. - Физика плазмы, 1980 (в печати), 6, №1.
20. Васьков В.В., Гуревич А.В. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, №8, с.529;
Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №9, с.1261.
21. Perkins F.W., Valeo E.T., - Phys.Rev.Lett., 1974, 32, N22, p.1234.
22. Абрамович Б.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, №3, с.329.
23. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В., -УФН, 1967, 93, №1, с.19.
24. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. - В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск, Наука, 1968, с.428.
25. Луговой В.Н., Прохоров А.М. -УФН, 1973, 3, №2, с.203.
26. Shen T.R., Marburger T.H., -Progress in Quantum Electronics, 1975, 4, part.1.
27. Sodha M.S., Ghatak A.K., Tripathi V.K., - Progress in optics, 1978, 13, p.171.
28. Гуревич А.В. - Геомагнетизм и аэрономия, 1965, 5, №1, с.70; 1967, 7, №2, с.291.

29. Гуревич А.В., Шварцбург А.В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере . М., Наука, 1973.
30. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М., Юнаков - ский А.Д. - Физика плазмы, 1975, 1, №1, с.60.
31. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. - УФН, 1967, 91, №4, с.609.
32. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1975, 69, №7, с.176; 1977, 73, №9, с.923; Физика плазмы, 1976, 2, №1, с.113.
33. Власов С.Н., Петришев В.И., Таланов В.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1971, 14, №9, с.1353.
34. Аскаръян Г.А., Мухамаджаков М.А. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, №5, с.276.
35. Таланов В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, №5, с.222.
36. Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Э. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, 10, №5, с.674.
37. Захаров В.Е., Соболев В.В., Сынах В.С. - ЖЭТФ, 1971, 60, №1, с.136.
38. Wagner W.G., Haus H.A., Marburger T.H.- Phys.Rev. 1968, 175, N2, p.256.
39. Flam T., Lippman B., Tappert F. - Phys.Fl., 1977, 20, N10, p.1178.
40. Ахманов С.А., Криндач Д.П., Сухоруков А.П., Холлов Р.В. - Письма в ЖЭТФ, 1967, 6, №2, с.513.
41. Петришев В.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1970, 13, №12, с.1779.
42. Арманд С.А. - Радиофизика и электроника, 1969, 14, №4, с.587; 1970, 15, №10, с.2011; 1973, 18, №1, с.1.
43. Власов С.Н., Гурбатов С.Н. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, №8, с.1149.
44. Ерохин Н.С., Монсеев С.С., Новиков В.Е. - ЖТФ, 1978, 48, №9, с.1769.
45. Sodha M.S., Patel L.A., Kaushik S.C.- Plasma Phys., 1979, 21, N1, p.1.
46. Уизем Д. Линейные и нелинейные волны. М., Мир, 1977.
47. Воробьев В.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1970, 8, №12, с.1905.

48. Власов С.Н., Гурбатов С.Н., Пискунова Л.В. - Изв.вузов, Радиофизика, 1974, 17, №12, с.1805.
49. Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - Изв.вузов. Радиофизика, 1972, 15, №9, с.1341.
50. Власов С.Н. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №4, с.615.
51. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М., Мир, 1973, с.176.
52. Воробьев В.В., Шеметов В.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 22, №4, с.441.
53. Беспалов В.И., Таланов В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, №12, с.471.
54. Kerr E.L. - Phys.Rev, 1977, 4, N3, p.770.
55. Петришев В.А., Таланов В.И. - Квантовая электроника, 1971, №6, с.35.
56. Литвак А.Г. - Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, №9, с.341.
57. Fleck J.A., Carman R.L., - Appl.Phys.Lett., 1972, 20, N 5, p.290.
58. Shimizu F., -IBM Journ. res. and dev. 1973, 17, N4, p.286.
59. Захаров В.Е., Мастрюков А.Ф., Сынах В.С. - Квантовая электроника, 1976, 3, №12, с.2557.
60. Мастрюков А.Ф., Сынах В.С. - ПМТФ, 1978, №2, с.3.
61. Островский Л.А. - ЖЭТФ, 1966, 51, №10, с.1189.
62. Литвак А.Г., Таланов В.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, №4, 539.
63. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Таланов В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, №3, с.125.
64. Litvak A.G., - XIII Inter.Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Berlin, GDR, 1977, Invited lecture, p. 189.
65. Литвак А.Г., Миронов В.А. - Краткие тезисы докладов УП Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн, т.1. Ростов-на-Дону, 1977, с.135.
66. Кац А.В., Конторович В.М. - Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, №3, с.192.
67. Силин В.П. - ЖЭТФ, 1967, 53, №11, с.1662.
68. Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - ЖЭТФ, 1975, 68, №4, с.1288.

69. Utlant W.F., Cohen R. - Science, 1971, 174, p. 245. (Перевод Югло У., Коэн Р. - УФН, 1973, 109, № 2, с.371).
70. Radio Science, 1974, 9, N11(Special issue); Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №9, (спец. вып.); 1977, 20, № 12 (спец.вып.).
71. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414.
72. Ковалев Н.В., Панкратова Т.Б., Шестаков Д.И. Радиотехника и электроника, 1974, 19, №10, с.2205.

ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ

А.Г.Литвак, В.А.Миронов

Введение

Важная роль в динамике нелинейного взаимодействия электромагнитных волн с плазмой принадлежит параметрическим процессам. Они определяют эффективность передачи излучения, с ними связаны и процессы аномального поглощения энергии высокочастотного поля в плазме. Обычно в теории рассматриваются бесстолкновительные эффекты, обусловленные стрикционной нелинейностью. В то же время известно, что в изотропной плазме с редкими соударениями ($\nu \ll \omega$) механизм возбуждения параметрических неустойчивостей колебаний с характерным масштабом, большим длины свободного пробега, определяется омическим нагревом электронов [1-4]. Присутствие даже слабого постоянного магнитного поля в плазме существенным образом влияет на движение частиц и приводит, вообще говоря, к уменьшению коэффициентов переноса. Следствием этого является расширение области параметров плазмы, в которой тепловые нелинейные эффекты преобладают над стрикционными. Так, очевидно, в замагниченной плазме ($\omega_H \gg \nu$, $\omega_H = eH/mc$ - гирочастота электронов) роль "длины свободного пробега" при вычислении коэффициентов переноса поперек магнитного поля играет ларморовский радиус, и поэтому тепловые эффекты являются определяющими для неустойчивостей с характерным масштабом $L_E \gg \rho_H$. Это показыва-

Ет, что тепловые параметрические неустойчивости могут играть важную роль в совокупности явлений, происходящих в магнитоактивной плазме. Теоретическое исследование их представляет интерес в конкретном приложении к распространению мощных радиоволн в ионосферной плазме [5] и к экспериментам по взаимодействию лазерного излучения с термоядерными мишенями, при котором в плазме генерируются сильные квазистационарные магнитные поля (см. например, [6]).

Ниже дан обзор результатов теоретического исследования тепловых параметрических процессов, возникающих при взаимодействии ВЧ полей со слабо замагниченной плазмой ($\omega \gg \omega_H$). В этом случае высокочастотные дисперсионные характеристики волн незначительно отличаются от характеристик изотропной плазмы и учет постоянного магнитного поля принципиален в уравнениях для низкочастотных движений. Первый раздел посвящен анализу вынужденного температурного рассеяния (ВТР) электромагнитных волн в плазме со слабыми соударениями ($\omega \gg \nu$). Механизм этой неустойчивости близок к механизму обычных бесстолкновительных процессов ВР-омический нагрев электронного газа в поле двух волн (рассеянной и накачки) приводит к модуляции газокинетического давления и, следовательно, плотности плазмы, что, в свою очередь, вызывает рост рассеянного излучения.

Во втором разделе рассмотрено самовоздействие электромагнитных волн при модуляционной неустойчивости плазменных волн, возбуждаемых в направлении поперек постоянного магнитного поля. Чтобы пояснить механизм этой неустойчивости колебаний с характерным масштабом, много меньшим длины электромагнитной волны (накачки), рассмотрим поведение плазмы в случае локальной зависимости температуры электронного газа от напряженности квазистатического поля $E = D/\epsilon_1$ (D - индукция, $\epsilon_1 = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 - \omega_H^2)$, ω_p - электронная плазменная частота). Видно, что при $\epsilon_1 < 0$ минимумы возмущения плотности совпадают с областями максимального поля и, следовательно, более высокого газокинетического давления. Иначе говоря, сжатие плазмы в некоторой области сопровождается уменьшением давления в этом месте (среда как бы теряет упругость), что приводит к дальнейшему сжатию с возрастающей скоростью. Заметим, что неравенство $\epsilon_1 < 0$ выполняется лишь при $\omega > \omega_H$.

Результаты линейной теории тепловой модуляционной неус-

тойчивости верхнегибридных колебаний приведены в [3, 7-9]. При рассмотрении нелинейного режима имеется несколько подходов. В [10] нелинейная стадия исследовалась в квазилинейном приближении, предполагающем случайность фаз нарастающих колебаний. Такое предположение оправдано в неоднородной плазме, в которой из-за конвективного переноса в данной точке пространства оказываются волны разных частот. При этом удалось объяснить ряд эффектов (аномальное поглощение обыкновенной волны, гистерезисный характер возбуждения мелкомасштабных неоднородностей), наблюдавшихся при зондировании ионосферы интенсивной электромагнитной волной.

Описанный выше механизм диссипативной параметрической неустойчивости аналогичен механизму модуляционной неустойчивости ленгмюровских колебаний бесстолкновительной плазмы. Поэтому в достаточно однородной плазме могут реализовываться динамические режимы взаимодействия, при которых образуются существенно нелинейные квазисолитонные распределения, типичные для сильной ленгмюровской турбулентности. Возможность образования таких когерентных структур при диссипативных неустойчивостях обсуждалась в работах [4, 9, 11] и подтверждена недавно численными расчетами нелинейной стадии неустойчивости [12].

I. Вынужденное температурное рассеяние электромагнитных волн

Определим сначала характеристики (пороговые поля и инкременты) рассеяния поперечной электромагнитной волны в поперечную в прозрачной плазме (подразд.1), затем проанализируем нелинейную стадию этих неустойчивостей в двумодовом приближении, предполагая, что во взаимодействии участвуют лишь две высокочастотные волны — накачка и рассеянная волна, обладающая максимальным инкрементом (подразд.2).

1. Основные уравнения. Инкременты и пороговые поля неустойчивостей

Исходная система уравнений, описывающая тепловые процессы в поле электромагнитной волны, состоит из уравнений диффузии и теплопроводности для медленных возмущений плот-

ности и температуры плазмы, возникающих под действием поля, и параболического уравнения для медленной комплексной амплитуды высокочастотного поля $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t) \exp(i\omega t)$

$$\partial n / \partial t = D_{\perp} \Delta_{\perp} (n + \theta) + D_{\parallel} \Delta_{\parallel} (n + \theta), \quad (1.1)$$

$$\partial \theta / \partial t = -\delta \nu \theta + (v_T^2 \nu / \omega_n^2) \Delta_{\perp} \theta + (v_T^2 / \nu) \Delta_{\parallel} \theta + \delta \nu |E|^2 / E_p^2, \quad (1.2)$$

$$-2i\omega \partial \vec{E} / \partial t + c^2 \Delta \vec{E} + [\omega^2 - \omega_p^2 (1 + n + l\nu / \omega)] \vec{E} = 0, \quad (1.3)$$

N_0, T_0, n, θ - соответственно, невозмущенные значения концентрации и температуры электронов и их относительные возмущения; $E_p = (3m\delta T_0 \omega^2 / e^2)^{1/2}$ - плазменное поле тепловой нелинейности, δ - относительная доля энергии, передаваемая электроном тяжелой частице при одном соударении; ν - частота соударений электронов, $K_0 = \omega / c$, $D_{\parallel} = m v_T^2 / M v_{im}$ - коэффициент диффузии вдоль магнитного поля; D_{\perp} - коэффициент диффузии поперек магнитного поля, определяемый следующим выражением [13]

$$D_{\perp} = \begin{cases} \frac{v_s^2 v_{im}}{v_{im}^2 + \Omega_n^2}, & \text{если } L_{\parallel} \ll L_{\perp} \left[\frac{M}{m} \frac{v_{im}}{v_{em}} \left(1 + \frac{\Omega_n^2}{v_{im}^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (1.4) \\ \frac{v_T^2}{\omega_n^2} \nu, & \text{если } L_{\parallel} \gg L_{\perp} \left[\frac{M}{m} \frac{v_{im}}{v_{em}} \left(1 + \frac{\Omega_n^2}{v_{im}^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (1.5) \end{cases}$$

L_{\parallel}, L_{\perp} - соответственно, характерные масштабы неоднородности концентрации вдоль и поперек постоянного магнитного поля, Ω_n - гирочастота ионов.

Представим решение системы уравнений (1.1) - (1.3) в виде $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1$, $\theta = \theta_0 + \theta_1$, $n = n_0 + n_1$. Тогда после линеаризации уравнений в предположении $|\vec{E}_1| \ll |\vec{E}_0|$, $\theta_1 \ll \theta_0$, $n_1 \ll n_0$ получим, как обычно, дисперсионное уравнение

$$[c^2(\vec{k}_1^2 - \vec{k}_2^2) + 2\omega(\Omega - l\nu)](i\Omega + \delta\nu + \rho_n^2 \alpha_1^2 \nu + v_T^2 \alpha_n^2 / \nu)(i\Omega + \quad (1.6)$$

$$+ D_{\parallel} \alpha_n^2 + D_{\perp} \alpha_1^2) = \omega_p^4 \nu \cos \chi (D_{\parallel} \alpha_n^2 + D_{\perp} \alpha_1^2) E_0^2 / 8\pi N_0 T_0 \omega^2.$$

Здесь $\vec{\alpha} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ - разность волновых векторов рассеянной волны и волны накачки, α_{\parallel} и α_{\perp} - соответствующие проекции на направление магнитного поля, $\gamma_t = \omega_p^2 \nu / 2 \omega^3$, $\Psi = (\vec{k}_1, \vec{H})$, $\chi = (\vec{E}_1, \vec{E}_0)$.

Специфическая особенность процессов ВТР в замагниченной плазме связана с тем, что возникающие на частоте биений неоднородности плазмы оказываются сильно вытянутыми вдоль постоянного магнитного поля \vec{H} (см. также [3, 5, 11]). Это приводит к существенному обужению индикатрисы рассеяния по сравнению со случаем изотропной плазмы (уменьшению области углов, в которой может распространяться рассеянное излучение). Так, при не слишком малых значениях Ψ инкремент достигает своего максимального значения для рассеянной волны с $k_{2\parallel} = k_{1\parallel}$ ($\alpha_{\parallel} = 0$), $k_{2\perp} \approx -k_{1\perp}$. В этом случае для инкремента неустойчивости рассеянной волны в безграничной плазме из (1.6) находим

$$(\Omega - i\gamma_t)(\Omega - iD_1\alpha_{\perp}^2)[\Omega - i(\delta + \alpha_{\perp}^2\rho_{\parallel}^2)\nu] = \omega_p^4 \nu D_1 \alpha_{\perp}^2 E_0^2 \cos^2 \chi / 16\pi\omega^3 N_0 T_0. \quad (1.7)$$

Отсюда, в случае "плотной" плазмы $\omega_p/\omega \gg \alpha_{\perp}\rho_{\parallel}$, получаем следующие значения для временного инкремента Γ порогового поля аperiodической неустойчивости ($\Omega = i\Gamma$): если D_1 определено выражением (1.4)

$$\Gamma = \alpha_{\perp}^2 D_1 \left(\frac{E_0^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right), \quad \frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = \frac{2\omega^3 \gamma_t \sqrt{\nu} (\delta + \alpha_{\perp}^2 \rho_{\parallel}^2)^{3/2}}{\omega_p^4 \alpha_{\perp} \sqrt{D_1} \cos^2 \chi}, \quad (1.8)$$

если D_1 определено выражением (1.5)

$$\Gamma = \alpha_{\perp}^2 D_1 (E_0/E_{\text{пор}} - 1), \quad E_{\text{пор}}^2 = 16\pi N_0 T_0 \sqrt{2} \omega^3 D_1 \alpha_{\perp}^2 / \omega_p^4 \nu. \quad (1.9)$$

В обратном предельном случае ($\omega_p/\omega \ll \alpha_{\perp}\rho_{\parallel}$) соответственно находим

$$\Gamma = \alpha_{\perp}^2 D_1 \left(\frac{E_0^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right), \quad \frac{E_{\text{пор}}^2}{8\pi N_0 T_0} = \frac{2\omega^2 (\delta + \alpha_{\perp}^2 \rho_{\parallel}^2) \gamma_t^{3/2}}{\omega_p^4 \sqrt{D_1} \alpha_{\perp} \cos^2 \chi}; \quad (1.10)$$

$$\Gamma = \chi_t \left(\frac{E_o^4}{E_{\text{пор}}^4} - 1 \right), \quad \frac{E_{\text{пор}}^2}{\delta \chi N_o T_o} = \frac{\sqrt{2} \chi_t \omega^3 D_1 \alpha_1^2}{\omega_p^4 \nu \cos^2 \chi} \quad (1.11)$$

Аналогично можно рассмотреть задачу о неустойчивости рассеянной волны при распространении излучения в ограниченной плазме. Стационарный пространственный инкремент ВТР зависит от сдвига частоты рассеянной волны и достигает максимального значения при $\Omega = D_1 \alpha_1^2$

$$\left(\frac{\vec{k}}{|\vec{k}_2|} \frac{\vec{k}_2}{|\vec{k}_2|} \right) = \frac{\omega \chi_t}{2 k_o c} \left(\frac{E_o^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right), \quad \frac{E_{\text{пор}}^2}{\delta \chi N_o T_o} = \frac{2 \omega^3 \chi_t (\delta + \alpha_1^2 \rho_n^2)}{\omega_p^4 \cos^2 \chi} \quad (1.12)$$

Анализ временной динамики роста малых возмущений рассеянного излучения в пространственно ограниченном слое плазмы может быть выполнен так же, как в бесстолкновительной плазме (см. [14]).

2. Нелинейная стадия процессов вынужденного рассеяния

Для понимания нелинейной картины рассеяния плоской монохроматической волны рассмотрим наиболее простой двумодовый режим, при котором во взаимодействии участвуют две квазисинусоидальные волны — одна из которых является исходной сильной волной, а другая соответствует, например, волне с максимальным инкрементом. Поскольку выражения для инкрементов (1.8), (1.10), (1.12) совпадают с аналогичными соотношениями в изотропном случае, если сделать замену $\rho_n \rightarrow \rho$, $\alpha_1 \rightarrow \alpha$, нелинейную стадию будем исследовать на простейшем примере обратного рассеяния электромагнитной волны в изотропной плазме. При этом взаимодействие описывается следующей системой уравнений:

$$2ik \partial E_1 / \partial z - 2i\omega \partial E_1 / \partial t - \omega_p^2 n E_2 / c^2 - i\omega_p^2 \nu E_1 / \omega c^2 = 0, \quad (1.13)$$

$$2ik \partial E_2 / \partial z + 2i\omega \partial E_2 / \partial t + \omega_p^2 n E_1 / c^2 + i\omega_p^2 \nu E_2 / \omega c^2 = 0, \quad (1.14)$$

$$\partial^2 n / \partial t^2 + \chi_s \partial n / \partial t = -\alpha^2 v_s^2 (n + \theta), \quad (1.15)$$

$$\partial \theta / \partial t = -\nu x^2 \ell^2 \theta + \delta \nu E_1 E_2^* / E_p^2, \quad (1.16)$$

где $x = 2\kappa$, $\kappa = \kappa_0 (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}$

1. Рассмотрим сначала процессы в безграничной плазме. Система уравнений (1.13) - (1.16) содержит три характерных релаксационных времени: время диссипации высокочастотного поля $\tau_E = 2 \omega^2 / \omega_p^2 \nu$, время релаксации возмущений температуры $\tau_T = 1 / \nu x^2 \ell^2$ и время диффузионной релаксации возмущений электронной концентрации $\tau_N = \gamma_0 / x^2 \nu_s^2$.

Для этих времен справедливы неравенства $\tau_N \gg \tau_T$, $\tau_E \gg \tau_T$. Очевидно, что все тепловые параметрические процессы сопровождаются обычной монотонной диссипацией волны накачки из-за соударений и поэтому представляют интерес лишь такие процессы, при которых инкремент неустойчивости $\Gamma \gg \tau_E^{-1}$

(это соответствует условию превышения амплитудой накачки порогового значения).

При умеренных амплитудах накачки, когда справедливы соотношения $\tau_T^{-1} \gg \Gamma > \gamma_0$, нелинейная стадия ВТР описывается следующей системой уравнений:

$$i \partial e_1 / \partial t + n e_2 = 0, \quad (1.17)$$

$$i \partial e_2 / \partial t - n e_1^* = 0, \quad (1.18)$$

$$\tau \partial n / \partial t = -n - e_1 e_2^*. \quad (1.19)$$

Здесь введены новые безразмерные переменные $t \rightarrow \omega_p^2 t / 2\omega$, $e = E \sqrt{\delta} / E_p x \ell$, $\tau = \omega_p^2 \tau_N / 2\omega$.

Аналитическое решение системы (1.17) - (1.19) можно получить в пределе $\tau \rightarrow 0$ ($\tau \ll 1$), используя вместо материальных уравнений (1.15), (1.16) эквивалентное соотношение

$$n = -e_1 e_2^* + \tau \partial (e_1 e_2^*) / \partial t \quad (1.20)$$

Далее, умножая (1.17) на e_2^* , а (1.18) на e_1 и складывая их с учетом (1.20), находим уравнение для определения $u = e_1 e_2^*$

$$i \partial u / \partial t - u (|e_2|^2 - |e_1|^2) + \tau (|e_2|^2 - |e_1|^2) \partial u / \partial t = 0. \quad (1.21)$$

Используя интеграл уравнений (1.17), (1.18) $|e_1|^2 + |e_2|^2 = I = \text{const}$, решение (1.21) представляем в виде $u = |e_2| \sqrt{I - 2|e_2|^2} \exp i\Psi$. При этом для амплитуды поля рассеянной волны и разности фаз падающей и рассеянной волн имеем

$$\partial |e_2|^2 / \partial t = 2\tau |e_2|^2 (I - |e_2|^2) (I - 2|e_2|^2), \quad (1.22)$$

$$\partial \Psi / \partial t = 2 / (I - 2|e_2|^2). \quad (1.23)$$

Из (1.22) видно, что в рассматриваемом случае ($\tau \ll 1$) амплитуда рассеянной волны плавно возрастает и через время порядка (τI) достигает стационарного значения $|e_2|^2 = I/2$.

Амплитуда волны накачки при этом плавно уменьшается к тому же самому значению. Численное исследование решений уравнений (1.17) - (1.19) показывает, что и в общем случае ($\tau \geq 1$) в среднем (по периоду колебаний на нелинейной стадии) справедливы аналогичные выводы (рис. 1, $\tau = 3$).

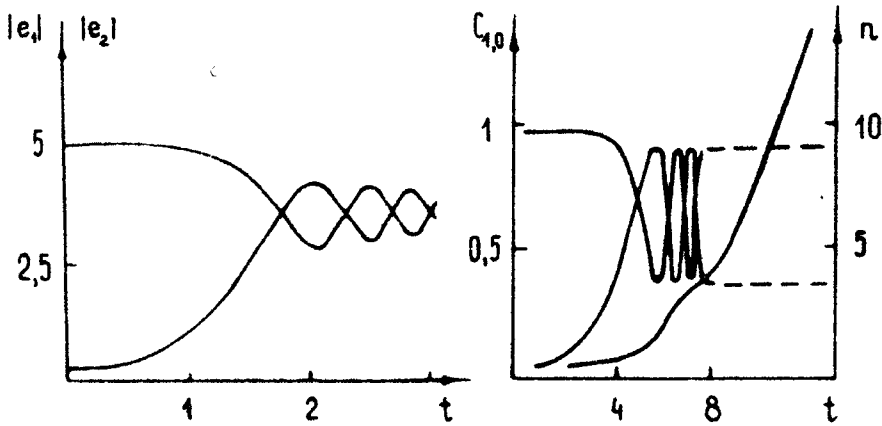
В достаточно интенсивном поле волны накачки, когда инкремент неустойчивости существенно превосходит τ^{-1} ($\Gamma \gg \tau^{-1}$) нелинейный режим ВТР можно описывать точно такой же системой уравнений, что и модифицированные распадные неустойчивости в бесстолкновительной плазме [15, 16]

$$i \partial e_1 / \partial t + n e_2 = 0, \quad i \partial e_2 / \partial t + n^* e_1 = 0; \quad \partial^2 n / \partial t^2 = -e_1 e_2^*, \quad (1.24)$$

где $t' = t\omega_p^2 / 2\omega$, $e = \sqrt{\delta} / \epsilon_p \alpha \ell \sqrt{2\omega\tau_n}$. Численное исследование этой системы уравнений с помощью ЭВМ показывает (рис.2), что сначала происходит почти полная перекачка исходной волны в рассеянную, затем обратная передача энергии. Поскольку амплитуда низкочастотного возмущения при этом растет медленно (в масштабе характерного времени обмена энергией между высокочастотными волнами), можно получить [16] следующие аналитические выражения для амплитуд взаимодействующих волн:

$$|e_1|^2 = I \left\{ 1 + \sqrt{3} \left[\cos(I^2 t^3 / 12) \right] / 2 \right\} / 2; \quad |n| = I^2 t^2 / 8, \quad (1.25)$$

которые с высокой точностью совпадают с численными. Далее, по мере однородного в пространстве омического нагрева электронного газа происходит повышение напряженности порогового поля и, следовательно, становится возможным стабилизация неустойчивости. Если характерный поперечный размер волнового пучка удовлетворяет неравенству $L_{\epsilon} \gg \rho / \sqrt{\delta}$, стационарное значение температуры составляет $T_0 (1 + E_0^2 / E_p^2)$. Таким образом, для неустойчивости с инкрементом (7) в [2] условие стабилизации имеет вид $\delta < \omega_p \Omega_s / \omega \omega_i$. В этих условиях релаксация возмущений концентрации при $t > \tau_T$ будет сопровождаться уменьшением амплитуды рассеянной волны и через время $\sim \tau_T$ напряженность падающей волны достигнет величины, близкой к первоначальной. В отличие от бесстолкновительного случая [16] процесс взаимодействия волн далее не повторяется.



Р и с. 1. Динамика взаимодействия падающей и рассеянной волн

Р и с. 2. Изменение амплитуд высокочастотных волн e_1 и e_2 и низкочастотного возмущения n

2. В пространственно ограниченном случае исследование в линейном приближении показывает, что стационарная пространственная неустойчивость встречной волны со сдвигом частоты $\Omega = \alpha^2 v_s^2 / \gamma_s$ характеризуется минимальным пороговым полем. Рассмотрим нелинейный режим в области с ха -

характерным размером, много меньшим длины столкновительно-го затухания волны. Отыскивая решение уравнений (1.13) - (1.16) в предположении, что рассеянная волна имеет сдвиг частоты Ω , можно найти уравнения для описания стационарного пространственного распределения полей:

$$i \partial e_1 / \partial \xi + |e_2|^2 e_1 \exp i \varphi = 0, \quad (1.26)$$

$$i \partial e_2 / \partial \xi - |e_1|^2 e_2 \exp(-i \varphi) = 0, \quad (1.27)$$

где $e = E \sqrt{\delta} / E_p x l$, $\xi = \omega_p^2 x / kc^2$, $\varphi = \arctg \Omega \gamma_s / x^2 v_s^2$. Используя интеграл этой системы $|e_1|^2 - |e_2|^2 = C = \text{const}$, получаем следующее уравнение для амплитуды рассеянной волны:

$$d |e_2| / d \xi + |e_2| (C + |e_2|^2) \sin \varphi = 0. \quad (1.28)$$

Для распределения температуры, концентрации и фаз падающей и рассеянной волн при этом имеем

$$\theta = e_1 e_2^*, \quad n = -x^2 v_s^2 \theta / \gamma_s (i \Omega + x^2 v_s^2 / \gamma_s), \quad (1.29)$$

$$d \Psi_1 / d \xi = |e_2|^2, \quad \Psi_1 - \Psi_2 = C \xi + \text{const}.$$

Таким образом, рассеяние возможно при $\varphi > 0$, когда частота встречной волны меньше частоты накачки.

Интегрируя (1.28) и удовлетворяя крайевым условиям

$$\xi = \xi_0, \quad |e_2|^2 = e_k^2; \quad \xi = 0, \quad |e_2|^2 = e_n^2, \quad (1.30)$$

получаем следующее явное выражение для распределения поля:

$$|e_2|^2 = \frac{e_k^2 C \exp[-2C(\xi - \xi_0) \sin \varphi]}{e_k^2 + C - e_k^2 \exp(2C \xi_0 \sin \varphi)}, \quad (1.31)$$

в котором величина C определяется уравнением

$$e_n^2 = C(C + e_k^2) / [e_k^2 + C - \exp(2C \xi_0 \sin \varphi) e_k^2] \quad (1.32)$$

Отсюда следует, что в слоях достаточно протяженных ($\xi_0 \gg 1$), но малых по сравнению с характерной длиной затухания волны, обусловленной омическим поглощением ($\xi_0 < \sqrt{\epsilon_0} \omega / \nu$), возможна почти полная перекачка падающего излучения в рассеянное. Таким образом, индуцированные процессы, связанные с омическим нагревом плазмы, могут приводить к существенному рассеянию сильных электромагнитных волн.

II. Самовоздействие электромагнитных волн в плазме при модуляционной неустойчивости

С параметрическим возбуждением плазменных колебаний связывают обычно только диссипацию электромагнитной волны накачки. В то же время возбуждение солитонов умеренной амплитуды может приводить к значительному изменению действительной части показателя преломления [9, 17, 18] и, следовательно, к недиссипативным эффектам самовоздействия — самофокусировке и волноводному распространению излучения [9]. Существенно, что такие изменения показателя преломления устанавливаются за характерное время порядка времени развития неустойчивости, т.е. намного быстрее обычной тепловой нелинейности, связанной с перераспределением плазмы в области, занятой электромагнитной волной (см., например, [19, 20]).

В этой главе рассматривается простейшая задача о самовоздействии электромагнитной волны, распространяющейся вдоль постоянного магнитного поля. Сначала сформулирован метод решения исходных уравнений, затем проведено исследование нелинейной стадии тепловой модуляционной неустойчивости и связанных с ней "быстрых" процессов самовоздействия самофокусировки и нелинейного проникновения поля в плазму.

1. Тепловая модуляционная неустойчивость верхнегибридных колебаний

В рассматриваемом случае возбуждения плазменных волн в направлении поля накачки и строго поперек постоянного магнитного поля исходная система отличается от (1.1) — (1.3) учетом пространственной дисперсии, связанной с тепловым движением электронов

$$\partial n / \partial t = D_{\perp} \partial^2 (n + \theta) / \partial x^2, \quad (2.1)$$

$$\partial \theta / \partial t = -\delta \nu \theta + \rho_{\perp}^2 \nu \partial^2 \theta / \partial x^2 + \delta \nu |E|^2 / E_p^2, \quad (2.2)$$

$$-2i\omega \partial E / \partial t + 3\nu_T^2 \partial^2 E / \partial x^2 + c^2 \Delta E + \omega^2 (\epsilon_0 - n + i\nu/\omega) E = 0, \quad (2.3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость невозмущенной плазмы, ν_T/ω_p — дебаевский радиус.

Поскольку характерный пространственный масштаб плазменных волн λ_{\perp} мал по сравнению с длиной электромагнитной волны, при исследовании динамики ленгмюровских колебаний

можно, как это предложено в [17], воспользоваться методом усреднения и разбить решение задачи на два последовательных этапа. Сначала рассмотрим возбуждение плазменных колебаний в поле заданной индукции $D = -\Delta E / \kappa_0^2$ (фактически в заданном магнитном поле электромагнитной волны)

$$-(2i/\omega) \partial E / \partial t + 3\gamma_d^2 \partial^2 E / \partial x^2 + (\epsilon_0 - n + i\nu/\omega) E = D, \quad (2.4)$$

затем, усредняя (2.4) по мелкомасштабным осцилляциям, можно получить уравнение для среднего \bar{E} (вихревого) поля, описывающего самовоздействие волны накачки в среде с некоторым эффективным значением диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{\text{эфф}} - 2i\omega \partial \bar{E} / \partial t + c^2 \Delta \bar{E} + \omega^2 \epsilon_{\text{эфф}} \bar{E} = 0. \quad (2.5)$$

Рассмотрим сначала линейную стадию модуляционной неустойчивости (см. также [3, 7-9]). Линеаризуя (2.1), (2.2), (2.4) относительно стоячих плазменных колебаний с волновым вектором κ , нетрудно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$[i\Omega + (\delta + \kappa^2 \rho_n^2) \nu] (i\Omega + \kappa^2 D_1) = - \frac{\kappa^2 D_1 (\epsilon_0 - 3\kappa^2 \gamma_d^2)}{(\epsilon_0 - 3\kappa^2 \gamma_d^2)^2 + \nu^2 / \omega^2} \delta \nu \frac{E_0^2}{E_p^2}. \quad (2.6)$$

Детальный анализ различных предельных случаев рассмотрен в [3, 8, 9]. Приведем здесь те выражения, которые необходимы в дальнейшем.

В прозрачной плазме ($\epsilon_0 \gg \nu/\omega$) для максимального инкремента неустойчивости плазменных волн в поле волны накачки, не слишком превышающем пороговое значение ($\gamma \ll \delta \nu$), находим

$$\Gamma = \kappa_{\text{опт}}^2 D_1 \left(\frac{E_0^2}{E_{\text{пор}}^2} - 1 \right), \quad (2.7)$$

где $\kappa_{\text{опт}}^2 = \epsilon_0 / 3\gamma_d^2$, $E_{\text{пор}}^2 = 16\pi N_0 T_0 (\delta + \kappa_{\text{опт}}^2 \rho_n^2) \nu / \omega$.

При большом превышении напряженности поля над пороговым значением ($\gamma \gg \kappa^2 \rho_n^2 \nu$) имеем следующее выражение:

$$\Gamma = \left(\kappa_{\text{опт}}^2 D_1 \delta \omega \frac{E_0^2}{2 E_p^2} \right)^{1/2}. \quad (2.8)$$

В закритической плазме ($\epsilon_0 < 0$, $|\epsilon_0| \gg \nu/\omega$) в том же приближении ($\gamma \ll \delta \nu$) находим

$$\Gamma = K_{\text{опт}}^2 D_{\perp} (E_0/E_{\text{пор}} - 1), \quad E_{\text{пор}} = E_p |\epsilon_0|^{1/2}, \quad (2.9)$$

$$K_{\text{опт}}^2 = (E_0/E_{\text{пор}} - 1) |\epsilon_0| / 3\gamma_d^2 \quad \text{при } |\epsilon_0| \ll 3\delta\gamma_d^2/\rho_H^2, \quad (2.10)$$

$$K_{\text{опт}}^2 = \delta (E_0/E_{\text{пор}} - 1) / \rho_H^2 \quad \text{при } |\epsilon_0| \gg 3\delta\gamma_d^2/\rho_H^2. \quad (2.11)$$

Остановимся более подробно на рассмотрении сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей, для которых коэффициенты диффузии и теплопроводности одинаковы (1.5), поскольку именно в этом случае при $\epsilon_0 = 0$ и $\delta = 0$ проведено численное решение уравнений (2.1), (2.2), (2.4) [12]. Из (2.6) нетрудно получить, что в поле E_0 , большем порогового $E_{\text{пор}} = \sqrt{4\pi N_0 T_0} \nu/\omega_H$, возмущения с волновыми векторами $0 < k < k_{\text{гр}} = \sqrt{\omega_p E_0 / \sqrt{48\omega_H^2 \pi N_0 T_0}} \rho_H$ оказываются неустойчивыми. Инкремент неустойчивости достигает максимального значения

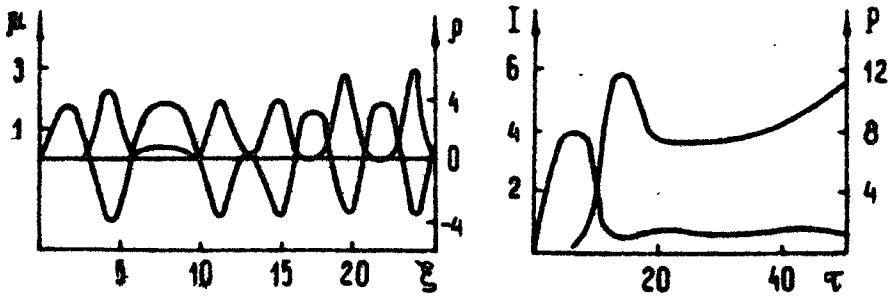
$$\Gamma = K_{\text{опт}}^2 D_{\perp} \left[\left(E_0/E_{\text{пор}} \right)^{2/3} - 1 \right], \quad (2.12)$$

где
$$K_{\text{опт}}^2 = \nu \left[\left(E_0/E_{\text{пор}} \right)^{2/3} - 1 \right]^{1/2} / 3\omega\gamma_d^2.$$

2. Нелинейная стадия модуляционной неустойчивости.

1. Численное решение системы уравнений (2.1), (2.2), (2.4) при $\epsilon_0 = 0$ показывает [12], что в результате развития модуляционной неустойчивости, как и в бесстолкновительном случае, происходит расслоение плазмы и однородный нагретее электронной компоненты средним (по расслоенной структуре) электрическим полем. Результаты расчетов приведены на рис. 3,4. Видно, что сначала амплитуды малых возмущений нарастают в соответствии с формулами линейной задачи (см. рис.4), затем устанавливается практически стационарное квазисолитонное распределение поля, локализованное в ямках плотности. Из анализа спектра плазменных колеба-

Из этого следует, что структура распределения поля (см. рис. 3) имеет достаточно регулярный характер.



Р и с. 3. Пространственное распределение плотности плазмы $n = 4\nu\rho/\omega$ и поля $|E|^2 = 24\pi N_0 T_0 \rho^2$ при $\tau = 2\nu t = 40$. Здесь $\omega_n/\omega = (15\nu/\omega)^{1/2}$, $x = \sqrt{3}\omega v_d \xi / 2\sqrt{\nu}$

Р и с. 4. Зависимость от времени степени модуляции плотности $\rho = \int \rho^2 d\xi / L$ и средней энергии поля $I = \int |E|^2 d\xi / L$

Оценим параметры образующихся каверн [12]. Из условия локализации поля находим $n_s \sim v_d^2 / l_1^2$, где l_1 — поперечный размер солитона, n_s — амплитуда возмущения плотности, имеющая в равновесии значение $n_s \sim \theta_s$. Для возмущения температуры плазмы θ_s баланс нагрева и отвода тепла из-за теплопроводности дает $\theta_s \sim l_1^2 E_s^2 / \rho_n^2 8\pi N_0 T_0$.

Отсюда получаем

$$n_s \sim \omega_n E_s / \omega_p \sqrt{8\pi N_0 T_0}, \quad l_1 \sim \rho_n^4 \sqrt{4\pi N_0 T_0 \omega_n^2 / \omega_p^2 E_s^2}^* \quad (2.13)$$

где E_s — характерное поле в солитоне. Из численных расчетов следует, что $E_s^2 \sim E_0$.

*) Любопытно отметить, что l_1 по порядку величины совпадает с $2\pi/k_{gr}$, т.е. с масштабом, соответствующим граничному волновому числу.

Описанная выше квазипериодическая структура является, вообще говоря, неустойчивой. Вслед за ее образованием должно происходить крупномасштабное распределение плотности плазмы, приводящее к выравниванию давлений во всей области, нагретой полем. В результате должна образоваться крупномасштабная яма плотности. В рассматриваемом случае ($\epsilon_0 = 0$) ее образование приводит к увеличению средней (по пространству) диэлектрической проницаемости, а следовательно, к уменьшению амплитуды среднего электрического поля накачки в области взаимодействия и амплитуд мелкомасштабных каверн. Проведенные в [21] численные результаты подтверждают этот вывод.

2. В дальнейшем мы будем интересоваться квазистационарными распределениями мелкомасштабных колебаний, которые реализуются за существенно меньшие времена, чем время выравнивания давлений в области поля, и связаны с перераспределением плазмы на масштабе порядка длины волны плазменных колебаний. Рассмотрим подробно случай первоначально закритической плазмы ($\epsilon_0 < 0$), в котором для квазистационарных распределений плазмы и поля нетрудно получить аналитические соотношения. Уравнение для возмущений плотности можно представить в виде

$$d^2 n / d\xi^2 - n \left\{ 1 / [(\epsilon_0 - n)^2 + \nu^2 / \omega^2] - 1 / [(\epsilon_0 - n)^2 + \nu^2 / \omega^2] \right\} D^2 / E_p^2 = 0, \quad (2.14)$$

где $\xi = \sqrt{3\delta} x / \rho_n$, черта означает усреднение по x . Остальные величины определяются следующим образом

$$\theta = \bar{\theta} - n, \quad E = D / (\epsilon_0 - n + i\nu/\omega), \quad \bar{\theta} = D^2 / [(\epsilon_0 - n)^2 + \nu^2 / \omega^2]. \quad (2.15)$$

Характер решения уравнения (2.14), интеграл которого имеет вид

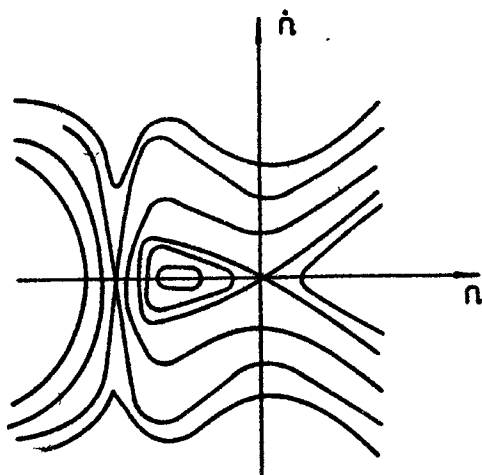
$$n^2 - n^2 - 2 \frac{D^2}{E_p^2} \frac{\omega}{\nu} \left[\arctg \frac{\omega}{\nu} (n - \epsilon_0) + \arctg \frac{\omega}{\nu} \epsilon_0 \right] - 2\bar{\theta} n = \text{const}, \quad (2.16)$$

проще всего качественно проанализировать, используя фазовую плоскость. При поле, большем порогового, она представлена

на рис. 5*). Естественно ожидать, что в результате развития неустойчивости реализуется распределение, имеющее период $L = 2\pi/K_{\text{опт}}$, соответствующий максимальному инкременту неустойчивости (2.9). Таким образом, в стационарном состоянии первоначально однородная плазма с $\epsilon_0 < 0$ становится слоисто неоднородной средой, в которой слои с $\epsilon \approx -\nu/\omega$, имеющие характерный размер $\sim \rho_H/\sqrt{\delta}$, и слои с $\epsilon \approx \epsilon_0$ чередуются между собой с периодом $L = 2\pi/K_{\text{опт}}$. В случае небольшого превышения поля над пороговым решение уравнения имеет вид периодического набора солитонов следующей формы:

$$n = -|\epsilon_j| \exp(-\sqrt{3\delta} |x|/\rho_H), \quad (2.17)$$

расположенных на расстоянии $L = 2\pi/K_{\text{опт}}$, где $K_{\text{опт}}$ определяется выражениями (2.10), (2.11). Заметим, что в отличие от случая модуляционной неустойчивости в бесстолкновительной плазме "тепловое" расслоение плазмы не приводит к созданию знакопеременной структуры диэлектрической проницаемости ($\epsilon(x) \lesssim 0$) во всей области расслоения).



Р и с. 5.
Фазовая плоскость

Используя такое представление о нелинейной стадии модуляционной неустойчивости, нетрудно получить выражение для

*) Заметим, что рассмотрение, проведенное без учета сохранения полного числа частиц [22], дает еще переходное (от одного значения концентрации к другой) решение.

$\epsilon_{эфф}$. Наиболее просто это сделать, либо полагая, что всюду в области неустойчивости оптимальный масштаб определяется максимальным значением поля в начальный момент времени $E_{max}(t=0)$, либо считая оптимальный масштаб локально связанным со средним полем в данном сечении \bar{E} . И в том и в другом случае $\epsilon_{эфф}$ имеет вид

$$\epsilon_{эфф} = \epsilon_0 + i\nu/\omega - \epsilon_0 K_{олт} \beta_n \left[\ln(\omega|\epsilon_0|/\nu) + i\pi/2 \right] / \pi \sqrt{3\delta}. \quad (2.18)$$

Здесь $K_{олт}$ определяется выражениями (2.10), (2.11), в которых под E_0 следует понимать либо E_{max} при $t=0$, либо \bar{E} .

Из (2.18), прежде всего, следует, что расслоение делает плазму более прозрачной $|\operatorname{Re} \epsilon_{эфф}| < |\epsilon_0|$, но в отличие от стрикционного, тепловое расслоение не приводит к линейному просветлению за критической плазмы, поскольку оставляет диэлектрическую проницаемость знакопостоянной (см. (2.17)). Однако глубина проникновения поля в плазму $(1/K_0 \sqrt{|\epsilon_{эфф}|})$ может существенно изменяться.

Другим важным следствием возникновения сравнительно протяженных областей с $\epsilon \approx 0$ является дополнительное нелинейное поглощение, обусловленное омическими потерями в слоях с диэлектрической проницаемостью, близкой к $\epsilon = 0$. Видно, что достаточно небольшого превышения над пороговым, чтобы нелинейное поглощение стало преобладающим. Результатом расслоения плазмы является также значительное уменьшение порогового поля стрикционной модуляционной неустойчивости в областях с $\epsilon \approx 0$, что в свою очередь, может привести к более мелкой (бесстолкновительной) стратификации со всеми следствиями [17, 18].

3. По мере увеличения напряженности поля волны накачки становится возможным образование областей, в которых диэлектрическая проницаемость положительна. При учете пространственной дисперсии в этих областях стационарное распределение плазменных колебаний описывается системой уравнений

$$\beta_n^2 n_{xx} / \delta - n = |\epsilon|^2 - |\bar{\epsilon}|^2, \quad (2.19)$$

$$3\gamma_d^2 \bar{\epsilon}_{xx} + (\epsilon_0 - n + i\nu/\omega) \bar{\epsilon} = D, \quad (2.20)$$

где $\bar{\epsilon} = \epsilon \sqrt{\delta} / \sqrt{8\pi N_0 T_0}$, черта обозначает усреднение по оптимальному масштабу неустойчивости.

Рассмотрим два предельных случая, в которых эффекты качественно различны. Если длина плазменной волны ($\lambda \sim v_d \sqrt{\epsilon}$) больше характерной длины теплопроводности $\rho_n / \sqrt{\delta}$, концентрация является локальной функцией поля и, следовательно, приходим к следующему уравнению

$$3\gamma_d^2 \bar{\epsilon}_{TT} + (\epsilon_0 + |\bar{\epsilon}|^2 - \overline{|\bar{\epsilon}|^2} + i\nu/\omega)\bar{\epsilon} = D. \quad (2.21)$$

В отсутствие потерь такое уравнение подробно обсуждалось в [17] с целью получения оценочных соотношений для параметров нелинейного просветления плазмы без соударений (пороговой напряженности поля и времени просветления). Используя результаты [17], получаем следующее выражение для эффективной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{эфф} = 2/3 (3\sqrt{2} K_{opt} \gamma_d / \sqrt{|\epsilon_0|} - 1), \quad (2.22)$$

где K_{opt} определяется формулой (2.11). Отсюда видно, что пороговое поле просветления практически совпадает с пороговым полем модуляционной неустойчивости и составляет $10 \epsilon_p \sqrt{\epsilon_0} / 9$.

В другом предельном случае при $|\bar{\epsilon}| (|\epsilon_0| \gg \delta \omega_p^2 / \omega_n^2)$ неколокальной связи распределение концентрации $n(x)$ является плавной (в масштабе длины плазменной волны) функцией T . Поэтому, применяя методы асимптотического интегрирования (см., например, [23]) и вычисляя постоянные в предположении, что характерный масштаб расслоения $\rho_n / \sqrt{\delta}$ меньше длины затухания плазменной волны $v_T \sqrt{\epsilon} / \nu \approx l \sqrt{\epsilon}$ можно записать решение уравнения (2.20) в явном виде. Определяя параметры расслоенной структуры из (2.19), нетрудно получить из соответствующего для $\epsilon_{эфф}$ [9] в рассматриваемом случае слабого поглощения

$$\text{Re } \epsilon_{эфф} = 3\epsilon_0/4, \quad \nu_{эфф} = \nu \left[1 + (\sqrt{3} \delta^{1/4} / 8 |\epsilon_0|^{1/4} D^{1/2}) (\omega_n / \omega)^{5/4} (\omega / \nu)^{1/2} \right] \quad (2.23)$$

Видно, что $\nu_{эфф}$ падает с ростом амплитуды волны накачки ($\bar{\epsilon} = 4D/3\epsilon_0$). Это является непосредственным следствием возрастания градиента неоднородности при увеличении поля, что приводит к снижению эффективности линейной трансформации.

3. Самовоздействие электромагнитных волн в прозрачной плазме

При построении нелинейной теории тепловой модуляционной неустойчивости в прозрачной плазме ($\epsilon_0 > 0$) воспользуемся тем обстоятельством, что инкремент неустойчивости имеет резкий максимум для плазменных волн с волновым вектором $k \approx \sqrt{\epsilon_0} / \sqrt{3} \nu_d$. Поэтому, по крайней мере, при полях, не слишком превышающих пороговое значение, естественно предположить, что в нелинейном режиме не происходит обогащения спектра пространственных гармоник^{*}), а следовательно, распределение поля и параметров плазмы имеют вид стоячей волны с $K = K_{\text{опт}}$. Для примера рассмотрим случай, в котором распределение температуры можно считать квазистационарным и на линейной стадии реализуется неустойчивость с инкрементом (2.7)^{**}). Пренебрежем также, как и выше, глобальным перераспределением плазмы на характерном размере пучка. Полагая в (2.1) - (2.3) $E = E_{\text{пор}} (\bar{e} + e_{\sim} \cos kx)$, $n = n_{\sim} \cos kx$, $\theta = \bar{\theta} + \theta_{\sim} \cos kx$ и проводя усреднение по мелкомасштабным осцилляциям, нетрудно получить уравнение, описывающее самовоздействие среднего (в масштабе $2\pi/k$) поля

$$\partial n_{\sim} / \partial t = -k^2 D_{\perp} (1 - |\bar{e}|^2) n_{\sim}, \quad (2.24)$$

$$2i\omega \partial \bar{e} / \partial t + c^2 \Delta \bar{e} + \omega^2 (\epsilon_0 + n_{\sim}^2 \omega / \nu) \bar{e} = 0. \quad (2.25)$$

Остальные величины определяются следующими выражениями:

$$\bar{\theta} = \nu \epsilon_0 (1 + n_{\sim}^2 \omega / 4\nu) |\bar{e}|^2 / \omega, \quad \theta_{\sim} = -n_{\sim} |\bar{e}|^2, \quad e_{\sim} = \omega n_{\sim} \bar{e} / \nu (i-1).$$

Единственным механизмом, приводящим к стабилизации неустойчивости в рамках уравнений (2.24), (2.25), является обратное влияние нарастающих возмущений плотности на поле накачки. Оно может привести к установлению стационарного состояния ($\partial/\partial t = 0$), в котором напряженность электрическо-

*) Используя конечный результат (2.33), нетрудно оценить, что обогащением спектра можно пренебречь при $\epsilon_0 < 16 \nu / \omega$. В общем случае такое представление следует рассматривать как аппроксимацию истинного распределения параметров плазмы и поля.

**) Результаты качественного построения стационарной картины справедливы и в другом предельном случае (2.8).

го поля во всей области неустойчивости равна пороговому значению ($|\bar{E}| = 1$). Следовательно, задача нахождения стационарного состояния сводится к определению такого распределения поля плазменной волны, при котором среднее поле удовлетворяет условию ^{*})

$$|\bar{E}| = 1 \quad \text{при } n_{\sim} > 0, \quad |\bar{E}| < 1 \quad \text{при } n_{\sim} = 0. \quad (2.26)$$

Общий анализ решения этой своеобразной, обратной электродинамической задачи (как и выяснение вопросов его существования и единственности) весьма затруднителен. Мы попытаемся качественно описать стационарное взаимодействие поперечной и плазменной волн на простейшем примере волнового пучка, распространяющегося в однородной плазме вдоль магнитного поля. Будем предполагать, что характерные поперечные размеры области, в которой поле превышает пороговое значение ($|\bar{E}| \gg 1$), много больше длины волны, а продольный размер $L_{\parallel} \gg \ell/\sqrt{\delta}$ и, следовательно, описание процессов можно производить на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды. Очевидно, что развитие неустойчивости и связанное с ней мелкомасштабное расслоение плазмы изменяет структуру лучей и приводит к искажению первоначальной формы области неустойчивости. Физическими причинами, обеспечивающими постоянство амплитуды поля в этой области ($\sim \ell/\sqrt{\delta}$), является отражение волны и рефракционное искривление лучей. Если длина волны меньше характерного размера неоднородностей $\sim \ell/\sqrt{\delta}$ отражением можно пренебречь. Таким образом, уравнение, описывающее стационарное самовоздействие среднего поля, имеет вид

$$2i\kappa_0\sqrt{\epsilon_0} \partial \bar{E} / \partial z + \Delta_{\perp} \bar{E} + (\kappa_0^2 n_{\sim}^2 \omega / \nu) \bar{E} = 0 \quad (2.27)$$

при условии (2.26). Представляя комплексную амплитуду поля в виде $\bar{E} = \bar{E} \exp i\varphi$, получаем из (2.27) следующие уравнения для фазы поля в области неустойчивости ($|\bar{E}| = \delta = 1$)

$$2\kappa_0\sqrt{\epsilon_0} \partial \varphi / \partial z + (\nabla_{\perp} \varphi)^2 - \kappa_0^2 n_{\sim}^2 \omega / \nu = 0, \quad (2.28)$$

^{*}) В математическом плане рассматриваемая задача эквивалентна задаче о стационарном газовом разряде, возникающем в поле пучка электромагнитных волн (см. [24]).

$$\Delta_z \varphi = 0. \quad (2.29)$$

В аксиально симметричном случае из (2.29) следует, что ограниченное на оси z ($r = 0$) решение имеет $(\partial \varphi / \partial r) = 0$, т.е. в области неустойчивости лучи параллельны оси z . Таким образом, амплитуду возмущений в плазменных колебаниях $n_{\sim} = \text{const}$ можно определить из условия, что система лучей, входящих в область неустойчивости, на границе этой области должна преобразоваться в пучок лучей, параллельных оси z , обеспечивающей постоянство амплитуды электромагнитной волны $|\vec{E}| = 1$.

Последующие вычисления проведем для случая параксиального гауссова пучка, распределение интенсивности в котором описывается выражением

$$|e|^2 = e_f^2 \exp(-r^2/a^2) / \left[1 + (z - z_f)^2 / l_f^2 \right], \quad (2.30)$$

где e_f — максимальная интенсивность, достигающая в центре пучка ($r = 0, z = z_f$), характерный радиус пучка $a(z) = \sqrt{a_f^2 + (z - z_f)^2 / \kappa^2 a_f^2}$, a_f и $l_f = \kappa a_f^2$ — характерный продольный и поперечный размеры фокальной области (предполагается $a_f \kappa \gg 1$).

Систему параксиальных лучей в области, где поле меньше порогового ($n_{\sim} = 0$), являющуюся следствием уравнения (2.28) представим в виде

$$r^2 = r_f^2 \left[1 + (z - z_f)^2 / \kappa^2 a_f^4 \right], \quad (2.31)$$

где r_f — поперечная координата луча при $z = z_f$. Применяя закон Снелля к передней границе области неустойчивости и учитывая, что система (2.31) трансформируется при этом в параллельное оси распределение, получаем уравнение для формы границы:

$$dr/dz = \kappa^2 a_f^4 \left[1 + (z - z_f)^2 / \kappa^2 a_f^4 \right] \left(1 - \sqrt{1 + n_{\sim}^2 \omega / \epsilon_0 \nu} \right) / r (z - z_f). \quad (2.32)$$

Отсюда следует, что граница области неустойчивости вогнута навстречу пучку (dr/dz при $r > 0$).

Далее, учитывая, что амплитуда поля в области неустойчивости постоянна ($|\vec{E}| = 1$), из закона сохранения потока энергии (в пренебрежении отражением) в случае не очень

большого превышения поля над пороговым ($e_f \gg 1$), используя (2.30), (2.32), нетрудно оценить амплитуду мелко-масштабного расслоения

$$n_{\sim}^2 \omega / \nu \approx \epsilon_0 (e_f^4 - 1). \quad (2.33)$$

Итак, общая качественная картина нелинейного взаимодействия волнового пучка с плазменными волнами следующая. В области, где первоначальное значение напряженности поля превышает пороговое значение, развивается неустойчивость и происходит мелкомасштабное расслоение плазмы. По мере установления самосогласованного распределения поля и плазмы структура лучей изменяется таким образом, что передняя граница области неустойчивости становится вогнутой навстречу падающему пучку. Первоначальная форма задней границы, как нетрудно видеть из закона Снелля, уменьшает расходимость системы лучей и тем самым приводит к расширению области неустойчивости. Таким образом, излучение, входящее в первоначальную область неустойчивости, оказывается захваченным в волноводный канал, т.е. имеет место эффект самофокусировки излучения. В отличие от обычных эффектов тепловой самофокусировки (см., например, [19, 20]), связанных с перераспределением плотности плазмы на всем размере волнового пучка, этот процесс характеризуется аномально быстрым временем установления. Для его реализации необходимо лишь перераспределение плотности на характерном масштабе неустойчивости (порядка длины плазменной волны), а не на всем размере пучка. Важно отметить устойчивость поперечности этой области волнового пучка относительно возмущения ее формы, которая следует непосредственно из закона Снелля и соотношения (2.26).

Рассмотрим отдельно область, в которой произошло расслоение плазмы. В ней распространяется волна с плоским фазовым фронтом. Исследуем устойчивость ее относительно возмущения поперечной структуры подобно тому, как это обычно делается в теории самофокусировки. Представим решение уравнений (2.24), (2.25) в виде $\bar{e} = (1 + e_1) \exp i k_0 \sqrt{\epsilon_0 + n_0} x$, $n_{\sim} = n_{\sim}^0 + n_1$, где $|e_1| \ll 1$, $n_0 = (n_{\sim}^0)^2 \omega / \nu$, n_{\sim}^0 - равновесная амплитуда мелкомасштабного расслоения плазмы, $e_1 = u_1 + i v_2$, $v_{1,2} = \text{Re } v_{1,2}^0 \exp [i k_0 \sqrt{\epsilon_0} (kx + \vec{k} \vec{r}_1) + i \omega \epsilon_0 \Omega t]$ и произведем линейризацию. В результате получим следующее дисперсионное уравнение

$$(\Omega + 2k\sqrt{1+n_0})^2 + \alpha^2(\alpha^2 + i2n_0/\tau\Omega) = 0,$$

где $\tau = \omega \epsilon_0 / 4k^2 D_1$. Отсюда нетрудно оценить максимальный инкремент неустойчивости $\text{Im} \Omega_{\text{max}} \approx 4n_0^2 / \tau^2$

и оптимальные поперечные и продольные числа $k_{\text{opt}} \approx \alpha_{\text{opt}}^2 = \sqrt{2n_0} / \sqrt{\tau}$. Таким образом, распределение поля внутри волноводного канала неустойчиво, если характерный поперечный размер его превосходит

$$2\pi / k_0 \sqrt{8k^2 \epsilon_0^2 D_1 (\epsilon_r^2 - 1) / \omega}.$$

Выше мы рассмотрели простейшие модели динамических нелинейных эффектов, связанных с нагревом плазмы в поле излучения. Подобные нелинейные эффекты могут реализовываться в экспериментах по воздействию мощных радиоволн на ионосферу и по взаимодействию лазерного излучения с плотной плазмой, в которой генерируются сильные квазистационарные магнитные поля. Для выяснения их количественной роли, разумеется, необходимо дальнейшее теоретическое исследование нестационарных процессов взаимодействия с учетом неоднородности плазмы, а также постановка моделирующих лабораторных экспериментов. Однако уже полученные к настоящему времени результаты позволяют делать некоторые иллюстративные оценки.

В качестве примера приведем оценки возможной роли эффектов ВТР для типичных параметров установок, используемых для модификации ионосферы [5] и активной диагностики плазмы [25]. Рассмотрим случай, когда прием рассеянного излучения возможен на поверхности Земли. Из условий синхронизма взаимодействующих волн следует, что это возможно при зондировании ионосферы сильной волной под углами к направлению магнитного поля, большими 45°. Оценим параметры излучения, при которых эффект ВТР становится существенным — это происходит, если рассеянная волна при прохождении области взаимодействия претерпевает значительное усиление. В качестве размера области взаимодействия L должна фигурировать наименьшая величина из характерного размера волнового пучка накачки и масштаба неоднородности регулярной ионосферы.

Вычисляя в геометрооптическом приближении амплитуду электрического поля, возбуждаемого в ионосфере наземным передатчиком, из (1.12) находим для стационарного пространственного инкремента следующее выражение $K = 6 \cdot 10^{-8} \times \omega_p^2 P(\text{Вт}) S(\text{м}^2) / \omega c h^2 (\text{км}) T \eta (\delta + x_1^2 \rho_H^2)$, где P - средняя мощность передатчика, h - высота над антенной (в случае вертикального зондирования), η - показатель преломления, S - действующая площадь антенны. Отсюда для типичных параметров установок по активной диагностике плазмы ($P S \approx 3 \cdot 10^{10}$ Вт м², при двух значениях длин волн $\lambda \approx 1; 10$ м) [25], получаем, что коэффициент пространственного усиления волны на длине λ составляет 10^5 (50 децибел) при размере L , равном соответственно 4 км и 15 км (т.е. этот размер порядка ширины зондирующего пучка). В случае экспериментов по модификации ионосферы ($\lambda = 50$ м, $P S = 4 \cdot 10^{10}$ Вт м²) [5] находим $L \sim 25$ км. Таким образом, оценки свидетельствуют о возможности существенного рассеяния радиоволн при их распространении в F-области ионосферы. Наиболее интенсивного рассеяния следует ожидать для излучения, распространяющегося почти перпендикулярно магнитному полю. Эффект вынужденного температурного рассеяния должен сопровождаться ростом ионосферных неоднородностей с характерным размером порядка длины электромагнитной волны.

Л и т е р а т у р а

1. Миронов В.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, №12, с.1765.
2. Литвак А.Г., Миронов В.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 6, с.828.
3. Грач С.М., Трахтенгерц В.Ю. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 9, с.1288.
4. Litvak AG., Mironov VA. - XIII Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Berlin, GDR, 1977, p1051.
5. Radio Science, 1974, 9, N11 (special issue).
Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 9, (спец.вып.); 1977, 20, № 12 (спец.вып.).
6. Асхарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнов А.Д., Студенов В.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, №4, с.116;

7. Димант Я.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №12, с.1834.
8. Буринская Т.М. - Физика-плазмы, 1979, 5, № 4, с.819.
9. Литвак А.Г., Миронов В.А.-ЖЭТФ, 1980, 78, № 1.
10. Грач С.М., Караштин А.Н., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Физика плазмы, 1978, 4, №6, с.1312, 1330.
11. Васьков В.В., Гуревич А.В. - ЖЭТФ, 1975, 69, № 7, с.176, 1977, 73, № 9, с.929; Физика плазмы, 1976, 2, № 1, с.113.
12. Буринская Т.А., Волокитин А.С. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, № 6, с.321.
13. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е.-УФН, 1967, 91, № 4, с.609.
14. Горбунов Л.М. - ЖЭТФ, 1972, 62, № 6, с.2141.
15. Литвак А.Г., Петрухина В.И., Трахтенгерц В.Ю. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 3, с.190.
16. Альтеркоп Б.А., Волокитин А.С., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 1, с.46; Альтеркоп Б.А., Волокитин А.С. - ЖТФ, 1975, 45, № 1, с.144.
17. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 7, с.365.
18. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фейгин А.М. - ЖЭТФ, 1979, 77, № 4, с.1377.
19. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М., Юнаковский А.Д. - Физика плазмы, 1975, 1, № 1, с.60.
20. Литвак А.Г., Миронов В.А., Полуяхтов Б.К. - В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
21. Буринская Т.М., Волокитин А.С. - Физика плазмы, 1979, 5, № 6.
22. Гуревич А.В., Шварцбург А.В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М., Наука, 1973.
23. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М., Сов.радио, 1970.
24. Гильденбург В.Б., Голубев С.В. - ЖЭТФ, 1974, 67, № 7, с.89.
25. Некогерентное рассеяние радиоволн. М., Мир, 1965.

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора 3

ТЕПЛОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В F-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

Л.М.Ерухимов, С.А.Метелев, Э.Е.Митякова, Е.Н.Мясников, А.В.Рахлин, В.П.Урядов, В.Л.Фролов. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности 7

С.М.Грач, Н.А.Митяков, В.О.Рапопорт, В.Ю.Трахтенгерц. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме 46

В.В.Васьков, А.В.Гуревич. Самофокусирующая и резонансная неустойчивость в F-области ионосферы..... 81

ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ МОШНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПУЧКОВ НА ЛАБОРАТОРНУЮ ПЛАЗМУ

А.Г.Литвак, В.А.Миронов, Б.К.Полуяхтов. Тепловое самовоздействие пучков электромагнитных волн в плазме 139

А.Г.Литвак, В.А.Миронов. Тепловые параметрические неустойчивости в плазме 191

УДК 551.510.535

Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности. Е р у х и м о в Л.М., М е т е л ё в С.А., М и т я к о в а Э.Е., М я с н и к о в Е.Н., Р а х л и н А.В., У р я д о в В.П., Ф р о л о в В.Л. — В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.

Дан обзор наиболее распространённых экспериментальных методов диагностики (метод ракурсного рассеяния, метод пробных волн, метод мерцаний) и результатов исследований искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), образующейся при воздействии на ионосферу мощными радиоволнами. Приводятся последние экспериментальные данные исследования параметров ИИТ разных масштабов, обсуждаются особенности её возбуждения. Анализируется вопрос о временной релаксации искусственных неоднородностей. Ил. 12, список лит. 44 назв.

УДК 533.925

Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме. Г р а ч С.М., М и т я к о в Н.А., Р а п о п о р т В.О., Т р а х т е н г е р ц В.Ю. — В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.

В плазме с параметрами, близкими к условиям F-слоя ионосферы, разработана линейная и нелинейная теория тепловой параметрической неустойчивости, приводящей к образованию вытянутых вдоль магнитного поля мелкомасштабных неоднородностей плотности плазмы. Найдены пороговые поля неустойчивости, характерные времена её развития. Определены стационарные спектры неоднородностей плотности плазмы и плазменных волн на стадии насыщения неустойчивости, исследована зависимость полной интенсивности неоднородностей от мощности волны накачки. Проведено подробное сопоставление результатов с данными экспериментов по воздействию на ионосферу мощным коротковолновым радиоизлучением. Ил. 6, список лит. 36 назв.

УДК 533.925

Самофокусировочная и резонансная неустойчивость в области ионосферы. В а с ь к о в В.В., Г у р е в и ч А.В. - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.

Рассмотрены основные процессы, приводящие к возникновению неоднородной структуры ионосферы в поле мощной радиоволны. Крупномасштабные неоднородности ($\frac{\omega}{c}a > 1$, a - поперечный размер неоднородности) возникают в результате тепловой самофокусировки радиоволн, мелкомасштабные ($\frac{\omega}{c}a \ll 1$) - в результате нелинейной резонансной неустойчивости. Исследовано резонансное поглощение радиоволн, обусловленное возбуждением плазменных колебаний на мелкомасштабных неоднородностях плазмы. Результаты теории сопоставлены с экспериментальными данными. Табл. 2, ил. 9, список лит. 78 назв.

УДК 533.925

Тепловое самовоздействие пучков электромагнитных волн в плазме. Л и т в а к А.Г., М и р о н о в В.А. П о л у х т о в Б.К. - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.

Обзор содержит результаты теоретического и экспериментального исследования теплового самовоздействия волновых пучков в плазме, связанного с омическим нагревом электронов в поле электромагнитной волны и последующим изменением плотности среды. Рассмотрена стационарная самофокусировка и самодефокусировка квазигауссовых волновых пучков электромагнитных волн в условиях локальной и нелокальной нелинейности. Обсуждается роль неоднородности плазмы, движения среды, отражения волнового пучка и нестационарности процесса самофокусировки. Рассмотрены особенности самовоздействия волн в плотной плазме (образование самоподдерживающегося волноводного канала и фокусировка отраженного волнового пучка). Приведены результаты соответствующих лабораторных экспериментов в оптическом и миллиметровом диапазонах длин волн. Ил. 17, список лит. 72 назв.

УДК 533.925

Тепловые параметрические неустойчивости в плазме.
Л и т в а к А.Г., М и р о н о в В.А. - В кн.: Тепловые
нелинейные явления в плазме. Горький, ИПФ АН СССР, 1979,
с.

Дан обзор результатов теоретического исследования параметрических процессов (вынужденного рассеяния и модуляционной неустойчивости) в слабо замагниченной плазме. Рассмотрены стационарные и нестационарные модели. Обсуждаются эффекты самовоздействия, связанные с изменением эффективного показателя преломления электромагнитной волны в результате развития модуляционной неустойчивости плазменных волн (самофокусировка волнового пучка, нелинейное проникновение поля в плотную плазму, нелинейное поглощение электромагнитной волны). Ил. 5, список лит. 25 назв.

ТЕПЛОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ
ЯВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Сборник научных
трудов

Редакторы Н.А.Городецкая, Н.Н.Кралина
Техн.редактор А.И.Елисеева
Корректор И.С.Ипатова

МЦ 11928 Подписано к печати 29.12.1979
Формат 60x90/16. Бумага типографская № 1.
Усл.печ.л. 13,6. Уч.-изд.л. 10,3. Тираж 500
Заказ 32. Темплан 1979г. Поз. 4. Цена 1р.50к.

Отпечатано на ротапринтере в Институте прикладной физики
АН СССР

603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46