

АНОМАЛЬНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИССИПАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН В ПЛАЗМЕ*В. П. Силин*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	625
2. Результаты теории параметрической неустойчивости плазмы в поле электромагнитной волны	628
3. Квазилинейная и нелинейная теория аномальной высокочастотной проводимости параметрически неустойчивой плазмы	633
4. Численные эксперименты, моделирующие параметрически неустойчивую плазму, и аномальная высокочастотная проводимость	641
5. Экспериментальные исследования аномальной нелинейной диссипации высокочастотных радиоволн в параметрически неустойчивой плазме	643
6. Заключение	653
Цитированная литература	653

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие электромагнитного излучения на плазму представляется интересным с точки зрения необходимости понять целый ряд физических явлений. К таким явлениям относятся распространение и поглощение электромагнитных волн в ионосфере и плазме космического пространства, нагрев плазмы в устройствах, предлагаемых на пути решения проблемы управляемого термоядерного синтеза и использующих радио- или лазерный диапазон частот электромагнитного излучения, а также явления, в которых проявляется возможность использовать плазму для преобразования различных волн. Многочисленные исследователи сравнительно хорошо изучили эффекты воздействия слабых волн на плазму, когда такие явления соответствуют линейной электродинамике. Менее изучено и в настоящее время интенсивно изучается воздействие на плазму электромагнитного излучения большой мощности, когда возникает возможность для целого ряда различных нелинейных явлений. Настоящий обзор посвящается одной из таких совокупностей нелинейных явлений в плазме, для которой характерно возникновение аномального высокочастотного сопротивления, обусловленного резонансным параметрическим воздействием мощного излучения, приводящего к развитию возмущений в плазме и к турбулентному состоянию.

Прежде чем переходить к основной части, кратко коснемся здесь представлений, которыми оперирует обычная теория линейного воздействия излучения на плазму, а также и представлений той нелинейной теории, которая среди возможных диссипативных процессов учитывает лишь кулоновские столкновения частиц плазмы. При этом как здесь, так и всюду ниже будем говорить лишь о свойствах полностью ионизованной плазмы.

Обычно в теории линейного воздействия излучения на плазму пользуются комплексной диэлектрической постоянной

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'',$$

которая в отсутствие магнитного поля является скалярной величиной. При этом действительная часть

$$\varepsilon'(\omega_0) = 1 - (\omega_{Le}^2/\omega_0^2) \quad (\omega_{Le}^2 = 4\pi e^2 n_e/m_e \approx 3 \cdot 10^9 n_e)$$

позволяет, в частности, говорить о непрозрачности плазмы для радиоволн с частотой ω_0 меньше электронной лэнгмюровской частоты ω_{Le} . Такое выражение ε' имеет смысл для высокочастотных волн, когда ω_0 значительно превышает электрон-ионную частоту столкновений ν_{ei} , характеризующую диссипативные процессы в полностью ионизованной плазме:

$$\nu_{ei} = 4(2\pi)^{1/2} e^2 n_i \Lambda / 3m_e^2 v_{Te}^3 \quad (\text{где } v_{Te}^2 = \kappa T_e/m_e).$$

Соответственно для мнимой части диэлектрической постоянной, определяющей линейное поглощение электромагнитных волн плазмой, имеем

$$\varepsilon'' = \omega_{Le}^2 \nu_{ei} / \omega_0^3 \equiv 4\pi\sigma/\omega_0 \quad (\sigma = \omega_{Le}^2 \nu_{ei} / 4\pi\omega_0^3),$$

где σ — высокочастотная проводимость плазмы. Например, для плазмы с концентрацией электронов $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и температурой $\kappa T_e \approx 1 \text{ эв}$ имеем $\Lambda \sim 10$ и $\omega_{Le} \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $\nu_{ei} \sim 2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Поэтому при частотах радиоволн $\omega_0 \sim \omega_{Le}$ имеем $\varepsilon'' \sim 10^{-4}$, что соответствует относительно слабому поглощению электромагнитного поля плазмой.

Представления линейной теории непригодны в условиях больших напряженностей электрического поля волн. Заметим, что в лабораторных условиях уже сравнительно давно реализуются условия, в которых давление плазмы оказывается меньшим давления электрического поля СВЧ волны:

$$n_e \kappa T_e < E_0^2 / 4\pi.$$

Для частот радиоволн, близких к ω_{Le} , это неравенство соответствует тому, что тепловая скорость v_{Te} электронов плазмы оказывается малой по сравнению со скоростью $v_E = |e| E_0 / m_e \omega_0$ осцилляций электрона в электрическом поле волны. Так, например, при $\kappa T_e \sim 1 \text{ эв}$ и $\omega_0 \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ оказывается, что $v_{Te} = v_E$ для $E_0 = 300 \text{ в/см}$.

Сделаем здесь важное для всего дальнейшего изложения замечание о воздействии поля электромагнитной волны на частицы плазмы. Прежде всего надо отметить, что в условиях $\omega_0 \sim \omega_{Le}$ напряженность магнитного поля волны по порядку величины не превышает напряженности электрического поля. Это позволяет сказать, что в нерелятивистских условиях, которыми ниже мы только и будем интересоваться, когда $V_{Te} \ll c$ и $v_E \ll c$ (c — скорость света), в силе Лоренца $e_a (\mathbf{E} + c^{-1} [\mathbf{v}_a \mathbf{B}])$ вклад магнитного поля волны можно считать малым. Поэтому в воздействии поля волны на частицы плазмы главный эффект составляет электрическое поле. Это позволяет нам говорить о свойствах плазмы в сильном осциллирующем электрическом поле $\mathbf{E}(t) = E_0 \sin \omega_0 t$.

Влияние электрического поля сравнительно просто проявляется в эффектах, обусловленных обычным механизмом кулоновских столкновений. Здесь, во-первых, при сравнительно слабых полях, благодаря омическому нагреву электронов электрическим полем волны, возрастает их температура и, следовательно, уменьшается электрон-ионная частота столкновений¹, а, во-вторых, в сильном поле, когда $v_E \gg v_{Te}$ эффективная

частота столкновений быстро убывает по закону ν_E^{-3} (см.²). Таким образом, можно утверждать, что представления об обычном механизме диссипации электромагнитного поля приводят к выводу об уменьшении диссипативных эффектов при увеличении его мощности. Этот вывод делает особенно интересными предсказания теории параметрического воздействия электромагнитного поля на плазму, поскольку они дают картину, качественно отличающуюся от обычной.

Говоря о параметрическом воздействии мощного излучения на плазму, мы имеем в виду следующую физическую картину. Под влиянием электромагнитного поля изменяются во времени — осциллируют — параметры, определяющие состояние плазмы. Так, благодаря различию знаков зарядов и масс электронов и ионов в поле волны имеет место относительное колебательное движение частиц плазмы, в связи с чем осциллирует плотность электрического тока в плазме. Изменение во времени параметров плазмы при достаточно большой амплитуде их колебаний приводит, как и в хорошо изученном случае механических незамкнутых колебательных систем, к возможности параметрического резонанса. Большая амплитуда колебаний параметров плазмы имеет место при воздействии на плазму достаточно мощного электромагнитного излучения. При этом возникновение параметрического резонанса, или, более общо, параметрической неустойчивости в плазме, ведет к возникновению возмущений плазменных колебаний, сопровождаемых нарастанием флуктуаций внутренних полей. Состояние плазмы с развитыми флуктуациями полей является турбулентным состоянием. В настоящее время уже широко известно, что турбулентная плазма возникает в целом ряде экспериментальных ситуаций, а ее свойства оказываются качественно отличающимися от свойств ламинарной плазмы, в которой имеются лишь тепловые флуктуации внутренних полей.

Задача настоящего обзора состоит в том, чтобы осветить результаты изучения параметрического воздействия мощного излучения на плазму, которые были получены в течение последних лет целым рядом авторов, исследовавших эту область физики плазмы. При этом мы ограничим себя теми результатами, которые характеризуются достаточной полнотой. Последнее замечание связано с тем, что картина возникновения параметрической неустойчивости и соответствующего турбулентного состояния оказывается весьма своеобразной и сравнительно сложной из-за того, что спектр нарастающих флуктуаций внутреннего плазменного поля лежит в области частот, сравнимых с частотой мощного внешнего поля излучения накачки, или же в области меньших частот. Однако, несмотря на такую сложность, можно утверждать, что представления, сформулированные теорией параметрического воздействия излучения большой мощности на плазму, имеют в качестве своего обоснования достаточно большую совокупность теоретических результатов. В то же время они явились отправными при постановке экспериментальных исследований, приведших, в частности, к экспериментальному открытию предсказанного теорией явления аномально быстрой передачи энергии электромагнитного поля плазме, или иными словами, явления аномального высокочастотного сопротивления плазмы.

Сейчас ясна применимость представлений о параметрическом воздействии излучения на плазму как в области СВЧ радиодиапазона, так и в области светового (лазерного) диапазона. Поскольку на современном уровне развития техники возможности проявления эффектов параметрического воздействия в СВЧ области шире, а экспериментальных данных также значительно больше, ниже в конкретных оценках мы будем приводить данные, относящиеся к СВЧ области радиоволн.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Теория собственных колебаний и устойчивости плазмы в сильном электромагнитном поле, предсказавшая широкий круг специфических явлений в плазме, находящейся в высокочастотном поле, в настоящее время представляет собой новый весьма обширный раздел физики плазмы, для сколько-нибудь подробного изложения которого необходимо написание отдельного обзора (ср., например, ³). Поэтому ниже мы сосредоточим свое внимание на качественной и результативной стороне такой теории.

Теория, основанная на последовательном кинетическом описании плазмы, в последние годы получила значительное развитие. Ниже мы будем обсуждать следствия такой теории для неустойчивостей с длинами волн возмущений много меньше размера неоднородности плазмы и когда поле внешней электромагнитной волны можно считать пространственно однородным $E_0(t) = E_0 \sin \omega_0 t$. Тогда кинетическая теория, развитая в работе ⁴, приводит к дисперсионному уравнению

$$1 = \frac{\delta \varepsilon_i(\omega, \mathbf{k})}{1 + \delta \varepsilon_i(\omega, \mathbf{k})} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2(\mathbf{k} \mathbf{r}_E) \frac{\delta \varepsilon_e(n\omega_0 + \omega, \mathbf{k})}{1 + \delta \varepsilon_e(n\omega_0 + \omega, \mathbf{k})};$$

здесь $\delta \varepsilon_e(\omega, \mathbf{k})$ и $\delta \varepsilon_i(\omega, \mathbf{k})$ представляют соответственно электронный и ионный вклады в обычную продольную диэлектрическую проницаемость, зависящую от частоты ω и волнового вектора \mathbf{k} , $J_n(a)$ — функция Бесселя первого рода, r_E — амплитуда относительных осцилляций частиц плазмы; например, в отсутствие постоянного магнитного поля $r_E = eE_0/m_e\omega_0^2$.

Еще в работе ⁴, посвященной теории параметрического резонанса в плазме, находящейся в сильном электрическом поле волны высокой частоты, когда $v_E \gg v_{Te}$, было показано, что в области частот внешнего поля $\omega_0 \sim \omega_{Le}$ и $\omega_0 \leq \omega_{Le}$ в плазме возникает неустойчивость, связанная с нарастанием возмущений продольного электрического поля. При этом, например, в окрестности $\omega_0 \sim \omega_{Le}$ при приближении частоты внешнего поля к электронной лэнгмюровской со стороны больших значений в плазме нарастают колебания с частотами, близкими к гармоникам внешнего поля, и с низкой частотой. В той же окрестности, но со стороны $\omega_0 \leq \omega_{Le}$ среди амплитуд нарастающих возмущений оказывается нарастающая аperiодически, когда низкочастотных колебаний нет. Теория предсказала, что в окрестности $n\omega_0 \approx \omega_{Le}$ (n — целое) возмущения продольного поля нарастают с максимальным инкрементом

$$\gamma \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}, \quad (2.1)$$

а при $\omega_0 < \omega_{Le}$ вне области $|n\omega_0 - \omega_{Le}| \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}$

$$\gamma \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/2}.$$

Эти значения максимального инкремента имеют место для возмущений с длиной волны, сравнимой с амплитудой осцилляций электрона в электрическом поле волны:

$$|\mathbf{k} \mathbf{r}_E| \sim 1.$$

Такая неустойчивость плазмы в известном смысле может быть уподоблена пучковой неустойчивости, поскольку она также обусловлена движением электронов относительно ионов.

Последовательный учет теплового движения частиц плазмы показал ⁵, что параметрические эффекты неустойчивости плазмы относительно

нарастания в ней колебаний потенциального поля возможны при значительном превышении частотой внешнего поля значения, соответствующего электронной лэнгмюровской частоте, если только температура электронов T_e значительно превышает температуру ионов T_i . Именно, в широкой области частот

$$\omega_{Le}^2 \lesssim \omega_0^2 < \omega_{Le}^2 T_e [T_i \ln (T_e^3 m_i / T_i^3 m_e)]^{-1} \quad (2.2)$$

может возникать неустойчивость, причем, если ω_0 не близко к ω_{Le} , то нарастающие колебания имеют частоту $\sim \omega_{Li}$, являющуюся предельным значением частоты ионного звука для длин волн меньше электронного дебаевского радиуса r_{De} .

Как было показано в работе ⁵, развитие неустойчивости относительно раскачки потенциальных колебаний ионнозвуковых волн в бесстолкновительной плазме связано с черенковским эффектом на электронах. Именно, осциллирующие под действием поля волны электроны при достаточно большой напряженности электрического поля излучают волны, преимущественно по черенковскому закону, в то время как в отсутствие поля накачки преимущественное поглощение волн электронами приводит к бесстолкновительному затуханию Ландау. В этих условиях инкремент нарастающих возмущений мал по сравнению с частотой, и, например, для $v_E \gg v_{Te}$ имеем ($kr_{De} \gg 1$)

$$\gamma \sim \omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2 / k^3 v_E^3. \quad (2.3)$$

Ниже для такой неустойчивости мы покажем возможность возникновения аномального сопротивления плазмы. После опубликования работ ^{4, 5} ряд авторов занимался изучением параметрических неустойчивостей плазмы в сильном высокочастотном поле относительно развития потенциальных возмущений ⁶⁻⁸. Сейчас можно сказать, что результаты работ ^{4, 5} подтверждены и имеются признанные критерии неустойчивости плазмы в сильном высокочастотном поле (см. также ^{9, 10}).

При приближении частоты ω_0 внешнего поля волны накачки к электронной лэнгмюровской частоте ω_{Le} (а также при соответствующем резонансе обертонов $n\omega_0$) уменьшается пороговое значение напряженности электрического поля, при котором становится возможной параметрическая неустойчивость плазмы. Одновременно увеличивается длина волны нарастающих возмущений в плазме. В настоящее время особенно детально теоретически изучена околоторговая область параметрической неустойчивости плазмы в окрестности $\omega_0 = \omega_{Le}$, чему посвящены работы ¹¹⁻²⁰. Такая околоторговая область представляет интерес прежде всего благодаря сравнительной простоте возникающих здесь явлений. Кратко изложим относящиеся к этой области теоретические результаты, полученные в указанных работах.

Так же как и в уже обсужденном случае сильного поля, в околоторговой области возможно развитие как аperiodической, так и почти-периодической неустойчивости. Возможности возникновения таких неустойчивостей определяются требованиями на разность частоты внешнего поля и частоты обычной продольной плазменной волны

$$\Delta\omega = \omega_0 - (\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2 + 3k^2 r_{De}^2 \omega_{Le}^2)^{1/2} \approx (2\omega_0)^{-1} (\omega_0^2 - \omega_{Le}^2 - \omega_{Li}^2 - 3k^2 r_{De}^2 \omega_{Le}^2). \quad (2.4)$$

Обратимся сначала к рассмотрению аperiodической неустойчивости, для которой характерно наличие в поле возмущения гармоник, аperiodически нарастающей во времени по экспоненциальному закону, а также гармоник с частотой внешнего поля. При этом для возникновения аperiodической

дической неустойчивости необходимо выполнение условия $\Delta\omega_0 < 0$. Графика такой неустойчивости, соответствующая значениям волновых векторов нарастающих возмущений при заданном значении напряженности электрического поля волны накачки, определяется соотношением^{15, 19}

$$\frac{(k r_E)_{\text{гр}}^2}{k^2 (r_{De}^2 + r_{Di}^2)} \equiv \frac{(k E_0)_{\text{гр}}^2}{4\pi k^3 (n_e k T_e + n_i k T_i)} = 4 \frac{(\Delta\omega_0)^2 + \tilde{\gamma}^2}{\omega_{Le}^2 + |\Delta\omega_0|},$$

где

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}}{k^3 r_{De}^3} \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{2k^2 v_{Te}^2}\right) + \frac{1}{2} v_{ei}. \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) первое слагаемое характеризует черенковское взаимодействие электронов с высокочастотной гармоникой продольных возмущений плазмы, а второе — затухание, обусловленное столкновениями электронов с ионами. Обозначим через k_{st} значение волнового вектора, при котором оба слагаемых правой части (2.5) оказываются равными ($k_{st}^2 r_{De}^2 \approx \ln^{-1}(\omega_{Le}^2/v_{ei}^2)$).

Пороговое значение поля, при котором становится возможной апериодическая неустойчивость, и соответствующее значение волнового вектора зависят от величины расстройки, под которой будем понимать разность частоты внешнего поля ω_0 и плазменной частоты $\omega_p = (\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2)^{1/2}$. При этом, если

$$-(1/2) v_{ei} < \omega_0 - \omega_p < (3/2) \omega_p k_{st}^2 r_{De}^2, \quad (2.6)$$

то для порогового значения волнового вектора и напряженности электрического поля волны накачки имеем¹⁵

$$k_{\text{пор}}^2 r_{De}^2 = [v_{ei} + 2(\omega_0 - \omega_p)]/3\omega_p, \\ \frac{r_E^2, \text{пор}}{r_{De}^2 + r_{Di}^2} \equiv \frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi (n_e k T_e + n_i k T_i)} = \frac{4v_{ei}}{\omega_{Le}}. \quad (2.7)$$

При небольших превышениях поля над пороговым значением, когда инкремент мал по сравнению с $\tilde{\gamma}$, высокочастотная часть нарастающих осцилляций электронной плотности заряда имеет вид

$$e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} + \gamma t} \sin[\omega_0 t + (\pi/4)].$$

Отсюда следует, что быстропеременная зависимость возмущений от времени имеет фазовый сдвиг 45° относительно фазы электрического поля высокочастотной волны накачки.

Также при малых превышениях над порогом инкремент достигает максимального значения

$$\gamma_{\text{max}} \approx (\omega_{Le}/8) (r_E^2 - r_{E, \text{пор}}^2)/(r_{De}^2 + r_{Di}^2)$$

при следующем значении волнового вектора:

$$k_{\text{max}}^2 = \left[\frac{2}{3} \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} + \frac{r_E^2}{12(r_{De}^2 + r_{Di}^2)} \right] \frac{1}{r_{De}^2}.$$

При дальнейшем увеличении напряженности электрического поля волны накачки максимальный инкремент линейно растет с ростом поля:

$$\gamma_{\text{max}} \approx (\omega_{Li}/\sqrt{6}) (r_E/r_{De}).$$

При расстройках, выходящих за рамки соотношения (2.6), неустойчивость возникает для возмущений, у которых $k > k_{st}$. Это имеет место при

$$\omega_0 - \omega_p \gg (3/2) \omega_p k_{st}^2 r_{De}^2.$$

Тогда

$$\frac{E_{\text{пор}}^2}{4\pi(n_e\kappa T_e + n_i\kappa T_i)} \equiv \frac{r_{De}^2}{r_{De}^2 + r_{Di}^2} = \frac{\pi}{12(k_{\text{пор}}r_{De})^{10}} \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{2k_{\text{пор}}^2 v_{Te}^2}\right), \quad (2.8)$$

$$k_{\text{пор}}^2 r_{De}^2 = 2(\omega_0 - \omega_p)/3\omega_p.$$

Отсюда следует, что с увеличением расстройки пороговая напряженность электрического поля экспоненциально возрастает.

Для небольших превышений над порогом (2.8) высокочастотная часть осцилляций электронной плотности имеет вид

$$e^{ikr + \gamma t} \cos \omega_0 t,$$

что отвечает сдвигу фазы таких осцилляций во времени на 90° относительно фазы внешнего поля.

Обсудим теперь результаты теории параметрической неустойчивости в околопороговой области, относящиеся к развитию почти-периодических колебаний. Такая неустойчивость, так же как и в случае сильных полей, имеет место в области частот внешнего поля ω_0 , превышающих плазменную частоту ω_p . Для частоты медленно меняющейся гармоники возмущений ω в околопороговой области имеем следующее уравнение¹⁸:

$$(\omega^2 - \omega_s^2) \{[(\Delta\omega_0)^2 - \omega^2 + \tilde{\gamma}^2]^2 + 4\omega^2\tilde{\gamma}^2\} = (\mathbf{k}\mathbf{r}_E/2kr_{De})^2 (\omega_s)^2 [(\Delta\omega_0)^2 - \omega^2 + \tilde{\gamma}^2] \omega_0 \Delta\omega_0; \quad (2.9)$$

здесь $\omega_s = \omega_{Li}kr_{De}$ — частота ионнозвуковых волн плазмы, в которой температура электронов значительно превышает температуру ионов. Соответственно для инкремента имеем

$$\gamma = \left\{ \left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{r}_E}{2kr_{De}} \right)^2 \frac{\omega_s^2 \omega_0 \tilde{\gamma} \Delta\omega_0}{[(\Delta\omega_0)^2 - \omega^2 + \tilde{\gamma}^2]^2 + 4\omega^2\tilde{\gamma}^2} - \gamma_s \right\} \times$$

$$\times \left[1 - \left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{r}_E}{2kr_{De}} \right)^2 \frac{\omega_s^2 \omega_0 \Delta\omega_0 \{[(\Delta\omega_0)^2 - \omega^2 + \tilde{\gamma}^2]^2 - 4\tilde{\gamma}^2 [(\Delta\omega_0^2) + \tilde{\gamma}^2]\}}{\{[(\Delta\omega_0)^2 - \omega^2 + \tilde{\gamma}^2]^2 + 4\omega^2\tilde{\gamma}^2\}^2} \right]^{-1}, \quad (2.10)$$

где

$$\gamma_s = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \omega_s + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Li}^3}{\omega_{s}^3 r_{Di}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{Ti}^2}\right) + \frac{4}{5} \frac{k^2 v_{Ti}^2 v_{ii}}{\omega^2} \quad (2.11)$$

представляет собой низкочастотный декремент затухания, в котором последнее слагаемое определяется частотой столкновений ионов с ионами

$$v_{ii} = 4\pi^{1/2} e^4 n_i \Lambda / 3 (\kappa T_i)^{3/2} m_i^{1/2}.$$

При пренебрежении ион-ионными столкновениями и для $\Delta\omega_0 = \omega_s \gg \tilde{\gamma}$ имеем результаты работы¹¹. Предел $\tilde{\gamma} \gg \omega_s$ соответствует полученному в работе¹⁵.

Подчеркнем, что случай выполнения равенства $\Delta\omega_0 = \omega_s$, или в явном виде

$$\omega_0 = (\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2 + 3k^2 r_{De}^2 \omega_{Le}^2)^{1/2} + \omega_s,$$

представляет собой процесс такого взаимодействия трех волн: внешней высокочастотной волны, продольной высокочастотной лэнгмюровской плазменной волны и волны ионного звука, который может быть назван процессом распада волн (или, что то же самое, процессом комбинационного рассеяния). Отметим, что обсуждавшаяся в работе²¹ распадная неустойчивость плазменных волн может быть важной для дальнейшей судьбы продольных параметрических возбуждений в плазме.

Общее исследование околопороговой области раскачки почти-периодических возмущений дано в работе ¹⁹. Здесь мы ограничимся результатами, относящимися лишь к сильно неизотермической ($T_e \gg T_i$) плазме со сравнительно редкими столкновениями, когда

$$v_{ei}/\omega_{Le} \gg (m_e T_i / m_i T_e)^{1/2} [\ln(\omega_{Le}/\omega_{Li})]^{-1/2}.$$

Тогда минимальный порог параметрической неустойчивости имеет место при $\Delta\omega_0 = \omega_s$ и определяется формулой

$$E_0^2 / 4\pi n_e k T_e = (8\pi)^{1/2} v_{ei} \omega_{Li} / \omega_{Le}^2. \quad (2.12)$$

Такой порог лежит в области малых расстройек

$$\omega_0 - \omega_p \ll (3/2) \omega_p k_{st}^2 r_{De}^2 \sim \omega_p \ln^{-1}(\omega_{Le}^2 / v_{ei}^2),$$

где диссипация определяется столкновениями, ибо возникающие возмущения являются длинноволновыми.

При большей расстройке столкновения вносят малый вклад по сравнению с черенковским эффектом. В частности, в области расстройек

$$k_{st}^2 r_{De}^2 < 2(\omega_0 - \omega_p) / 3\omega_p < k_2^2 r_{De}^2 \quad (2.13)$$

(где k_2 — волновой вектор, при котором $\tilde{\gamma} = \omega_s$) спектр нарастающих низкочастотных возмущений совпадает с ионнозвуковым ($\omega = \omega_s$), если напряженность поля волны накачки удовлетворяет неравенству

$$E_0^2 / 64\pi n_e k T_e \ll k v_s / \omega_0. \quad (2.14)$$

При этом для инкремента имеем

$$\gamma = -\gamma_s + \left(\frac{k r_E}{2k r_{De}} \right)^2 \frac{\omega_s^2 \omega_0 \Delta\omega_0 \tilde{\gamma}}{[(\Delta\omega_0)^2 - k^2 v_s^2]^2 + 4k^2 v_s^2 \tilde{\gamma}^2}, \quad (2.15)$$

где γ_s и $\tilde{\gamma}$ — определены формулами (2.11) и (2.5), в которых можно опустить вклады столкновений. Инкремент (2.15) становится положительным, если напряженность электрического поля E_0 превышает пороговое значение, определяемое соотношением

$$E_{\text{пор}}^2 / 4\pi n_e k T_e = 16\gamma_s(k_0) \tilde{\gamma}(k_0) / \omega_0 \omega_s(k_0), \quad (2.16)$$

причем значение волнового вектора k_0 соответствует распадному:

$$\omega_s(k_0) \equiv k_0 v_s = \Delta\omega_0(k_0) \equiv \omega_0 - \omega_p [1 + (3/2) k^2 r_{De}^2].$$

Тот факт, что в этих условиях диссипация обусловлена эффектом Черенкова, позволяет, как мы покажем ниже, получить для расстройек (2.13) теоретические результаты, характеризующие аномальное сопротивление плазмы.

В реальных условиях плазма всегда в определенной мере пространственно неоднородна. Факт такой неоднородности приводит к возможности параметрического резонанса на собственной частоте поверхностных волн ²², к возможности демультипликационного параметрического резонанса в окрестности удвоенной плазменной частоты ^{23, 24}.

Другой эффект пространственной неоднородности может проявляться в том влиянии, которое плазменные градиенты оказывают на пороги параметрических неустойчивостей в окрестности $\omega_0 = \omega_{Le}$, обсужденных нами выше в случае пространственно-однородной плазмы. При этом, например, в ограниченных образованиях, размер которых мал по сравнению с длиной пробега электрона, в формулах для порога роль времени свободного пробега может играть время пролета электрона через такое плазменное

образование. В условиях, когда пороги определяются черенковским механизмом диссипации, роль соответствующего волнового вектора для достаточно малых размеров плазмы может играть обратная величина такого размера. Заметим, что в работе ²⁵ содержатся результаты по увеличению порогов параметрических неустойчивостей в неоднородной плазме.

3. КВАЗИЛИНЕЙНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЫ

а) Развитие в плазме параметрической неустойчивости ведет к увеличению интенсивности возмущений продольного поля, которые в свою очередь могут изменять распределения частиц плазмы. Хотя само возникновение такой неустойчивости является нелинейным эффектом по отношению к полю волны накачки, однако эффекты, возникающие в турбулентной плазме с большой интенсивностью возникших в ней возмущений, требуют формулировки нелинейной теории по отношению к таким возмущениям. Соответствующая теория формулировалась в работах ⁴, ²⁶⁻²⁹.

Сравнительно несложное рассмотрение позволяет получить квазилинейную систему уравнений для плазмы в сильном электрическом поле высокой частоты. При этом, имея в виду монохроматическую зависимость внешнего поля от времени ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega_0 t$), удобно представить потенциал возмущений продольного поля в плазме в виде разложения по гармоникам

$$\varphi_{\mathbf{k}}(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-in\omega_0 t} \varphi_n(\mathbf{k}, t),$$

где амплитуды φ_n мало изменяются за период колебания внешнего электрического поля. Соответственно для функций распределения имеем

$$f_{\alpha}(\mathbf{p}, t) = F_{\alpha} \left(\mathbf{p} + \left(\frac{e_{\alpha}}{\omega_0} \right) \mathbf{E}_0 \cos \omega_0 t, t \right),$$

$$F_{\alpha}(\mathbf{p}, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-in\omega_0 t} F_{\alpha}^{(n)}(\mathbf{p}, t).$$

Нулевая гармоника $F_{\alpha}^{(0)}$ функции распределения подчиняется уравнению Фоккера — Планка, описывающему диффузию в пространстве импульсов:

$$\frac{\partial F_{\alpha}^{(0)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p_i} \left[D_{ij}^{\alpha}(\mathbf{p}, t) \frac{\partial F_{\alpha}^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\partial p_j} \right], \quad (3.1)$$

а для нулевой гармоники потенциала продольного поля имеем

$$\frac{d\varphi_0(\omega, \mathbf{k}, t)}{dt} - \gamma(\omega, \mathbf{k}, t) \varphi_0(\omega, \mathbf{k}, t) = 0,$$

где γ — инкремент.

Высшие гармоники потенциала определяются соотношением

$$\varphi_n \approx \varphi_0 \frac{\delta \varepsilon_i(0)}{1 - \delta \varepsilon_i(0)} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(a) J_{l-n}(a) \frac{\delta \varepsilon_e(l)}{1 + \delta \varepsilon_e(l)},$$

где использованы обозначения

$$a = \mathbf{K} \mathbf{r}_{\mathbf{E}}, \quad \delta \varepsilon_{\alpha}(\omega + n\omega_0, \mathbf{k}) \equiv \delta \varepsilon_{\alpha}(n).$$

Для высших гармоник функции распределения электронов в условиях их относительной малости имеем

$$F_e^{(n)}(\mathbf{p}, t) = \frac{i}{n\omega_0} \frac{\partial}{\partial p_i} \left[D_{ij}(\mathbf{p}, t; n) \frac{\partial F_e^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\partial p_j} \right], \quad (3.2)$$

где

$$D_{ij}(\mathbf{p}, t; n) = e^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} k_i k_j \sum_u |\varphi_0(\omega_u(\mathbf{k}), \mathbf{k}, t)|^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(a) J_{l-n}(a) \times \\ \times \frac{|\delta\epsilon_i(0)|^2}{[1 + \delta\epsilon_e(l)][1 + \delta\epsilon_e(l-n)]} \left[\frac{i}{L(l) + i0} - \gamma \frac{\partial}{\partial \omega_u} \frac{1}{L(l) + i0} \right]; \quad (3.3) \\ L(l) = l\omega_0 + \omega - \mathbf{k}\mathbf{v},$$

а суммирование ведется по всем корням ω_u дисперсионного уравнения колебаний плазмы в электрическом поле высокой частоты.

Коэффициент диффузии уравнения (3.1) соответственно для электронов и ионов имеет вид

$$D_{ij}^{(e)}(\mathbf{p}, t) = e^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} k_i k_j \sum_u |\varphi_0(\omega_u, \mathbf{k}, t)|^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l^2(a) \times \\ \times \left| \frac{\delta\epsilon_i(0)}{1 + \delta\epsilon_e(l)} \right|^2 \left\{ \pi \delta(L(l)) - \gamma \left(\frac{\partial}{\partial \omega_u} \right) \left[\frac{P}{L(l)} \right] \right\}, \quad (3.4)$$

$$D_{ij}^{(i)}(\mathbf{p}, t) = e_i^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} k_i k_j \sum_u |\varphi_0(\omega_u, \mathbf{k}, t)|^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \left| \frac{\delta\epsilon_i(0)}{1 + \delta\epsilon_i(l)} \right|^2 \times \\ \times \left| \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(a) J_{m-l}(a) \frac{\delta\epsilon_e(m)}{1 + \delta\epsilon_e(m)} \right|^2 \left\{ \pi \delta(L(l)) - \gamma \frac{\partial}{\partial \omega_u} \frac{P}{L(l)} \right\},$$

где P обозначает главное значение в смысле Коши. Записанные здесь соотношения позволяют охарактеризовать многие свойства параметрически неустойчивой турбулентной плазмы. При этом, например, для скорости нагрева плазмы необходимое выражение может быть получено усреднением по периоду $2\pi/\omega_0$ работы внешнего поля над плазмой:

$$\langle \mathbf{E}(t) \mathbf{j}(t) \rangle = e \int d\mathbf{p}_e (\mathbf{E}_0 \mathbf{v}_e) (2i)^{-1} [F_e^{(1)}(\mathbf{p}_e, t) - F_e^{(-1)}(\mathbf{p}_e, t)], \quad (3.5)$$

где $F_e^{(\pm 1)}$ определены формулой (3.2).

Прежде чем переходить к изложению конкретных результатов, получаемых с помощью такой теории, укажем здесь, что при сравнительно слабых полях, когда параметрическая неустойчивость плазмы имеет место в узкой резонансной области вблизи электронной лэнгмюровской частоты, дисперсионное уравнение плазменных волн и инкремент определяются формулами (2.9) и (2.10).

При этом $\Delta\omega_0$ определено формулой (2.4), $\omega_s = \omega_L / k r_{De}$ — частота ионнозвуковых волн, $\tilde{\gamma}$ и γ_s , в отличие от (2.5) и (2.11), определяются формулами

$$\tilde{\gamma} = (1/2) \omega_0 \delta\epsilon_e''(\omega_0, k), \\ \gamma_s = (\omega^2 / 2\omega_L^2) [\delta\epsilon_e''(\omega, k) + \delta\epsilon_i''(\omega, k)],$$

где, как и во всех формулах этой главы, диэлектрические проницаемости определяются функциями распределения $F_\alpha^{(0)}$.

Соответственно электронный коэффициент диффузии в пространстве импульсов в приближении слабого поля для резонансной области имеет вид

$$D_{ij}^{(e)}(\mathbf{p}, t) = e^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} k_i k_j \sum_u |\varphi_0(\omega_u, \mathbf{k}, t)|^2 \frac{\omega_s^4(\mathbf{k})}{\omega_u^4(\mathbf{k})} \left\{ \pi \delta(L(0)) - \right. \\ \left. - \gamma \frac{\partial}{\partial \omega_u} \frac{P}{L(0)} + \frac{(\mathbf{k} \mathbf{v}_E)^2}{16 k^4 r_{De}^2} \left(\frac{1}{[\Delta \omega_0 + \omega_u(\mathbf{k})]^2 + \tilde{\gamma}^2} \left[\pi \delta(L(1)) - \gamma \frac{\partial}{\partial \omega_u} \frac{P}{L(1)} \right] + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{[\Delta \omega_0 - \omega_u(\mathbf{k})]^2 + \tilde{\gamma}^2} \left[\pi \delta(L(-1)) - \gamma \frac{\partial}{\partial \omega_u} \frac{P}{L(-1)} \right] \right) \right\}.$$

Наконец, формулу (3.5) можно записать в виде

$$\langle \mathbf{E}(t) \mathbf{j}(t) \rangle = (1/2) \sigma_T E_0^2,$$

где турбулентная проводимость σ_T определена следующей простой формулой:

$$\sigma_T = \frac{1}{4} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{(\mathbf{k} \mathbf{v}_E)^2}{E_0^2} \frac{k^2}{4\pi} \sum_u |\varphi_0(\omega_u(\mathbf{k}), \mathbf{k}, t)|^2 \times \\ \times \frac{\omega_{Li}^4}{\omega_u^4} \tilde{\gamma} \left\{ \frac{1}{(\Delta \omega_0 + \omega_u)^2 + \tilde{\gamma}^2} + \frac{1}{(\Delta \omega_0 - \omega_u)^2 + \tilde{\gamma}^2} \right\}. \quad (3.6)$$

б) Уже на той стадии развития неустойчивости, когда нарастание поля идет по экспоненциальному закону с инкрементом, характеризуемым линейной теорией, можно усмотреть ряд важных свойств турбулентного состояния параметрически неустойчивой плазмы.

Оценим прежде всего энергию, связанную с гармониками распределения электронов. Это позволяет понять масштаб того времени, за которое будет существенно изменяться распределение частиц при параметрическом резонансе.

Воспользовавшись формулами (3.2) и (3.3), для энергии n -й гармоники распределения электронов имеем

$$\mathcal{E}^{(n)} = \int d\mathbf{p} (p^2/2m_e) F_e^{(n)}(\mathbf{p}, t) = \\ = (n\omega_0)^{-1} \int d\mathbf{k} (2\pi)^{-3} \sum_u |\varphi_0(\omega_u, \mathbf{k}, t)|^2 (k^2/4\pi) |\delta \varepsilon_i(0)|^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(a) J_{l-n}(a) \times \\ \times \{ [1 + i\gamma(\omega_u, \mathbf{k}) (\partial/\partial \omega_u)] [(l\omega_0 + \omega_u) \delta \varepsilon_e(l)] \} \{ [1 + \delta \varepsilon_e(l)] [1 + \delta \varepsilon_e^*(l-n)] \}^{-1}. \quad (3.7)$$

Для параметрического резонанса на обертонах внешней частоты $s\omega_0 \approx \omega_{Le}$ в достаточно сильном поле, когда $J_s(a) \sim 1$ и тепловое движение является сравнительно слабым эффектом, формула (3.7) принимает простой вид⁴. При этом для гармоники $n = 2s$ получаем

$$\mathcal{E}^{(2s)} = \int d\mathbf{p} (p^2/2m_e) F_e^{(2s)}(\mathbf{p}, t) \approx \int d\mathbf{k} / (2\pi)^3 |\varphi_0|^2 (k^2/4\pi); \quad (3.8)$$

здесь интегрирование ведется по области волновых векторов $k r_E \sim 1$, в котором инкремент определяется формулой (2.4).

Из формулы (3.8) следует, что в гидродинамической стадии параметрического резонанса плазмы, когда разброс электронов по скоростям несуществен для закона нарастания поля, энергия, связанная с высшей гармоникой, сравнима с энергией нарастающего продольного поля

возмущений плазмы. Приняв в качестве начального тепловое значение плотности энергии поля, определяемое электронами,

$$(k^2/4\pi) |\varphi_0(\mathbf{k}, t=0)|^2 = \kappa T_e, \quad (3.9)$$

можем записать соотношение (3.8) в виде

$$\mathcal{E}^{(2s)} \approx (\kappa T_e / r_E^3) \exp \left(2 \int_0^t \gamma dt \right). \quad (3.10)$$

Поскольку в обсуждаемом случае сильного поля $r_E > r_{De}$, предэкспоненциальный множитель в этой формуле составляет малую долю тепловой энергии плазменных колебаний. Экспоненциально быстрый рост правой части (3.10) приводит к тому, что при временах порядка $(2\gamma)^{-1} \ln(n_e r_E^3)$ энергия $\mathcal{E}^{(2s)}$ сравнивается с тепловой, а при временах порядка $(2\gamma)^{-1} \ln(r_E^3 E_0^2 / 4\pi \kappa T_e)$ она сравнивается с энергией осцилляций электрона во внешнем поле. Очевидно, что при таких временах анизотропное и быстроосциллирующее по скоростям распределение электронов может приводить к качественно новым закономерностям дальнейшего нагрева плазмы

Описываемое формулой (3.10) увеличение энергии электронов одновременно, очевидно, отвечает поглощению энергии поля волны накачки плазмой. Такой факт аномально быстрой диссипации энергии поля, указанный в работе ⁴, обсуждался затем в работе ³⁰ применительно к проблеме радиационного ускорения плазмы, причем было показано, что он является наиболее существенным среди возможных ограничений такого метода.

Другой результат теории также относится к ситуации, в которой нарастание поля идет по экспоненциальному закону; он был получен в работе ²⁶ для неизотермической плазмы в области частот (2.2). Параметрический резонанс в таких условиях был изучен в работе ⁵, где о параметрической неустойчивости говорилось как о кинетической, обусловленной черенковским взаимодействием волн с электронами. Соответствующее рассмотрение работы ²⁶ показало, что кинетическая параметрическая неустойчивость неизотермической плазмы относительно раскачки в ней потенциальных колебаний приводит к аномально сильному взаимодействию электромагнитных волн с плазмой, выражающемуся в быстром поглощении энергии волн, обусловленном аномальным увеличением диссипативной высокочастотной проводимости плазмы. Мы остановимся здесь на этом результате, имея в виду его принципиальную важность для теории аномальной высокочастотной проводимости плазмы.

Будем считать частоту внешнего поля значительно превышающей лэнгмюровскую частоту электронов и лежащей в области (2.2). Тогда, согласно работе ⁵, неустойчивость оказывается возможной, если напряженность электрического поля волны накачки становится больше пороговой, при которой скорость осцилляций электрона примерно в два раза превышает тепловую. Пусть v_E превышает пороговое значение, но по порядку величины от него не отличается; тогда нарастающими оказываются колебания в широкой области длин волн

$$r_E > \lambda = 1/k > 1/k_0 \equiv r_{De} I^{-1/2},$$

где

$$I = (|e| T_e / e_i T_i) \ln^{-1} (T_e^3 e_i^2 m_i / T_i^3 e^2 m).$$

При этом частота нарастающих колебаний практически совпадает с ионной лэнгмюровской, а для инкремента имеет место формула (2.3).

В соответствии с формулой (3.5) можно записать следующее выражение для оценки средней работы внешнего поля над плазмой ²⁶:

$$\langle \mathbf{Ej} \rangle \sim \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{4\pi} |\varphi_0(\mathbf{k}, t)|^2 \frac{\omega_{Le}}{kr_{De}}. \quad (3.11)$$

Этим же выражением определяется скорость нарастания во времени средней кинетической энергии электронов

$$(d/dt) \int d\mathbf{p} (p^2/2m_e) F_e \approx \langle \mathbf{Ej} \rangle, \quad (3.12)$$

поскольку энергия колебаний плазмы составляет малую долю в общем балансе, а скорость изменения энергии ионов мала по сравнению с (3.12).

Бесма существенным является тот факт, что частота и инкремент нарастающих колебаний в обсуждаемых условиях не зависят от детального вида распределения частиц. Это позволило утверждать (см. ²⁶), что экспоненциальное нарастание поля будет продолжаться до тех пор, пока энергия электронов не возрастет на величину, сравнимую с их начальной энергией, после чего неустойчивость, вообще говоря, может стабилизироваться. Для изменения во времени температуры электронов, приняв, что начальное поле определяется тепловым шумом (3.9), имеем, согласно (3.11) и (3.12), следующее уравнение:

$$\frac{dn_e \kappa T_e(t)}{dt} \sim \frac{\kappa T_e(0) \omega_{Le}}{r_{De}(t)} \int_{r_E^{-1}}^{k_0(t)} k dk \exp\left(\frac{2\omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2}{k^2 v_E^2} t\right). \quad (3.13)$$

Очевидно, что основной вклад в интеграл правой части дает область максимального инкремента.

Согласно уравнению (3.13) электронная температура возрастает на величину, сравнимую с начальной за время

$$t_T \sim (\omega_0^3/2\omega_{Li}^2\omega_{Le}^2) \ln(n_e r_{De}^3 \omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2/\omega_0^5).$$

Поскольку по прошествии такого времени правая часть (3.13) по порядку величины составляет

$$n_e \kappa T_e \omega_{Le}^2 \omega_{Li}^2/\omega_0^5 \ln(n_e r_{De}^3 \omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2/\omega_0^5)$$

и, кроме того, в рассматриваемых условиях $v_E \sim v_{Te}$, то можно утверждать, что при этом проводимость плазмы достигает значения

$$\sigma_T \sim \frac{e^2 n_e}{m_e \omega_0^2} \frac{\omega_{Le}^2 \omega_{Li}^2}{\omega_0^3 \ln(n_e r_{De}^3 \omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2/\omega_0^5)}. \quad (3.14)$$

Отметим, что ко времени t_T плотность энергии плазменных колебаний составляет

$$n_e \kappa T_e \omega_{Li}^2/\omega_{Le} \omega_0 \ln(n_e r_{De}^3 \omega_{Li}^2 \omega_{Le}^2/\omega_0^5).$$

Это — малая величина по сравнению с энергией электронов плазмы.

Турбулентная высокочастотная проводимость плазмы (3.14) становится существенно больше обычной проводимости, обусловленной кулоновскими столкновениями заряженных частиц, если

$$\omega_{Le} \omega_{Li}^2 n_e r_{De}^3 \gg \omega_0^3 \Lambda,$$

где $\Lambda \sim \ln(n_e r_{De}^3)$ — кулоновский логарифм. Это неравенство легко выполняется для плазм, у которых $\Lambda \sim 15 - 20$.

В работе ²⁶ было сделано качественное обобщение изложенного здесь рассмотрения на случай гидродинамической неустойчивости холодной плазмы при параметрическом резонансе $\omega_0 \approx \omega_{Le}$, когда максимальный

инкремент (2.1) также не зависит от вида распределения частиц. Последнее позволяет ожидать экспоненциального роста колебаний поля вплоть до того, пока набираемая беспорядочная энергия электронов не приблизится к их энергии осцилляций в поле волны накачки. Покажем, что при таком росте турбулентная высокочастотная проводимость плазмы достигнет значения, по порядку величины равного инкременту нарастания колебаний (2.1). Действительно, в соответствии с формулой (3.4) для параметрической неустойчивости плазмы в сильном поле ($v_E \gg v_{Te}$) имеем

$$\langle E_j \rangle \sim \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{4\pi} |\varphi_0|^2 \gamma \mathbf{k} \mathbf{r}_E J_0(\mathbf{k} \mathbf{r}_E) J_1(\mathbf{k} \mathbf{r}_E). \quad (3.15)$$

Отсюда, считая, что имеет место экспоненциальный рост поля продольных плазменных возмущений, получаем

$$\int dt \langle E_j \rangle \sim \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{4\pi} |\varphi_0|^2 \mathbf{k} \mathbf{r}_E J_0(\mathbf{k} \mathbf{r}_E) J_1(\mathbf{k} \mathbf{r}_E). \quad (3.16)$$

Поскольку левая часть этой формулы определяет прирост плотности энергии электронов плазмы, то, считая такой прирост по порядку величины равным плотности энергии осцилляций электронов в поле волны накачки

$$n_e e^2 E_0^2 / m_e \omega_0^2 \approx E_0^2 / 4\pi,$$

мы тем самым имеем оценку для интеграла, стоящего в правой части (3.16), к моменту времени, когда осуществляется такой прирост энергии электронов. Так как основной вклад в правые части формул (3.15) и (3.16) вносит область максимальных значений инкремента (см. (2.1)), ясно, что $\langle E_j \rangle \sim \gamma E_0^2$. Поэтому действительно имеем для турбулентной проводимости $\sigma_T \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}$, а вне резонансной области соответственно получим $\sigma_T \sim \omega_{Li}$.

Заметим, что поскольку в области максимального значения инкремента $|\mathbf{k} \mathbf{r}_E| \sim 1$, очевидно, что при достижении такой большой турбулентной проводимости плотность энергии продольного поля возмущений по порядку величины сравнивается с энергией поля волны накачки. Естественно, что в таких условиях нарушается законность рассмотрения параметрических свойств плазмы, учитывающего лишь влияние поля накачки.

Особое упрощение квазилинейная теория параметрически неустойчивой плазмы имеет вблизи порога неустойчивости, т. е. при сравнительно слабых полях. Исследованию такой области посвящена работа ³¹, где дана картина стабилизации параметрической неустойчивости благодаря возрастанию температуры электронов плазмы. Идейная сторона работы ³¹ примыкает к положениям теории ²⁶. Однако если при достаточном превышении над порогом понятие средней энергии электронов (температуры) достаточно для оценок, то вблизи порога это становится неочевидным. Сам факт возможности стабилизации, установленный в работе ²⁶, особых сомнений вызывать не может именно для околороговой области неустойчивости, хотя и в этом отношении картина явления не оказывается простой ^{28, 32}.

в) Согласно теории квазистационарного турбулентного состояния параметрически неустойчивой плазмы одной из причин установления такого состояния является нелинейное взаимодействие волн. Соответствующая теория в условиях слабого поля накачки была построена в работе ²⁷ для неизотермической плазмы ($T_e \ll T_i$), когда при параметрическом резонансе нарастающими оказываются ионнозвуковые волны. Нелинейное взаимодействие таких волн мы свяжем с их индуцированным рассея-

нием на ионах. Будем считать, что расстройка резонанса лежит в области (2.12), когда инкремент параметрически нарастающих возмущений описывается формулой (2.15), а порог — формулой (2.16). Тогда с учетом спонтанного излучения волн и индуцированного рассеяния их на ионах может быть записано следующее уравнение, определяющее изменение во времени интенсивности ионнозвуковых волн ²⁷:

$$\left(\frac{d}{dt} - 2\gamma\right) |\varphi_0(\mathbf{k})|^2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \cdot 8\pi r_{De}^2 k v_s \kappa T_e + |\varphi_0(\mathbf{k})|^2 \int d\mathbf{k}' Q(\mathbf{k}, \mathbf{k}') |\varphi_0(\mathbf{k}')|^2; \quad (3.17)$$

здесь γ определено формулой (2.15), v_s — скорость ионнозвуковых волн, а определяющееся индуцированным рассеянием интегральное ядро имеет вид

$$Q(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{k v_s}{4\pi r_{De}^2} \frac{\omega_{Li} v_{Te}}{\omega_{Le} v_{Ti}} \frac{1}{n_e \kappa T_e} \frac{k - k'}{k k'} \times \\ \times \left(\frac{\mathbf{k} \mathbf{k}'}{k k'}\right)^2 \frac{[\mathbf{k} \mathbf{k}']^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} \exp\left[-\frac{r_{De}^2 (k - k')^2}{2r_{De}^2 |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2}\right] \approx \\ \approx -\frac{k v_s}{4r_{De}^2} \frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2} \frac{1}{n_e \kappa T_e} \frac{(\mathbf{k} \mathbf{k}')^2 [\mathbf{k} \mathbf{k}']^2}{(k k')^3} \frac{\partial \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{\partial \mathbf{k}}.$$

Для стационарного состояния уравнение (3.17) дает

$$\kappa T_e = W_s(\mathbf{k}) \left\{ [1 - \cos^2 \theta F(k)] + \right. \\ \left. + 2^{3/2} \pi^{1/2} \frac{r_{Di}^2 \omega_{Le}}{r_{De}^2 \omega_{Li}} \int d\mathbf{k}' \frac{W_s(\mathbf{k}')}{n_e \kappa T_e} k k' \frac{\partial \delta(k' - k)}{\partial k} \frac{(\mathbf{k} \mathbf{k}')^2 [\mathbf{k} \mathbf{k}']^2}{(k k')^4} \right\}; \quad (3.18)$$

здесь θ — угол между \mathbf{E}_0 и \mathbf{k} , а

$$F(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{v_E^2}{v_{Te}^2} \frac{\omega_0 \Delta \omega_0 \tilde{\gamma}(k) k v_{Te}}{[(\Delta \omega_0)^2 - k^2 v_s^2]^2 + 4k^2 v_s^2 \tilde{\gamma}^2(k)}, \\ W_s(\mathbf{k}) = \frac{k^2}{4\pi} |\varphi_0(k)|^2 \frac{\partial (\omega \varepsilon)}{\partial \omega} = \frac{|\varphi_0(k)|^2}{4\pi r_{De}^2}.$$

Последнее выражение представляет собой отнесенную к интервалу волновых векторов плотность энергии ионнозвуковых колебаний, причем полная плотность энергии таких колебаний равна

$$W = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} W_s(\mathbf{k}).$$

Примем, что интенсивность ионнозвуковых колебаний настолько велика по сравнению с тепловой, что выполняется неравенство

$$W_s(\mathbf{k}_0) [F(\mathbf{k}_0) - 1] \gg \kappa T_e, \quad (3.19)$$

где k_0 определено распадным условием (2.16). Тогда в уравнении (3.18) можно пренебречь левой частью и рассматривать линейное уравнение. Одновременно будем считать, что напряженность электрического поля накачки лишь немного превышает пороговое значение (2.15). Тогда, согласно линейной теории параметрической неустойчивости, нарастающими будут волны, распространяющиеся почти параллельно или антипараллельно электрическому полю \mathbf{E}_0 с волновыми векторами, величина которых близка к значению k_0 . Поэтому возможно разложение по

соответствующим малым отклонениям. В результате (ср. ²⁷) получаем

$$W_s(\mathbf{k}) = \frac{2}{(2\pi)^{3/2}} \frac{n_e \kappa T_e}{k_0^3} \frac{\omega_{Li} r_{De}^2}{\omega_{Le} r_{Di}^2} \left(\frac{E_0^2}{E_{пор}^2} - 1 \right)^{-1/2} \frac{\tilde{\gamma}(k_0)}{k_0 v_{Te}} \times \\ \times \left[\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right]^{-1/2} \frac{x + 2}{(1-x)^4} [(1-x)^2 - \psi^2], \quad (3.20)$$

где

$$\psi = \frac{\theta}{[F(k_0) - 1]^{1/2}}, \\ x = \frac{k - k_0}{k_0} \frac{1}{[F(k_0) - 1]^{1/2}} \frac{k_0 v_{Te}}{\tilde{\gamma}(k_0)} \left(\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right)^{1/2}.$$

При этом $W_s(\mathbf{k})$ пренебрежимо мало вне области $-2 \leq x \leq 1$ и $\psi^2 \leq \approx 1 - x$.

Распределение ионнозвуковых колебаний по волновым векторам (3.20) удовлетворяет неравенству (3.19), если

$$\frac{E_0^2}{E_{пор}^2} - 1 \gg 32\pi^3 \frac{r_{Di}^4 k_0^2 v_{Te}^2}{r_{De}^4 \tilde{\gamma}^2(k_0)} \left[1 + 6 \frac{\omega_{Le}(\omega_0 - \omega_p)}{\omega_{Li}^2} \right] \frac{k_0^4}{n_e^2}.$$

Соответственно с помощью (3.20) для полной плотности энергии ионнозвуковых волн получаем

$$W = n_e \kappa T_e \left[\frac{E_0^2}{E_{пор}^2} - 1 \right] \cdot \frac{9}{64 (2\pi)^{5/2}} \frac{\omega_{Li} r_{De}^2}{\omega_{Le} r_{Di}^2} \left[\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right]^{-1} \times \\ \times \frac{1}{k^8 r_{De}^8} \exp \left(- \frac{\omega_0}{k_0^2 v_{Te}^2} \right). \quad (3.21)$$

Эти результаты для квазистационарного распределения волн в плазме позволяют определить турбулентную проводимость плазмы. Для этого воспользуемся формулой (3.6), имея в виду, что основной вклад в рассматриваемом нами случае дает область $k \sim k_0$ и малые значения угла между векторами \mathbf{E}_0 и \mathbf{k} . Тогда

$$\sigma_T = (e^2 n_e / m_e \omega_0^2) v_T,$$

где

$$v_T = [\omega_{Le}^2 \tilde{\gamma}(k_0)] W / n_e \kappa T_e,$$

а W представляет полную плотность энергии колебаний, определенную формулой (3.21). Например, для водородной плазмы при $\omega_0 - \omega_{Le} \approx \omega_{Le} [\ln(m_i/m_e)]^{-1}$, что соответствует правому краю области расстройек (2.13), в случае турбулентной эффективной частоты столкновений получаем

$$v_T \sim \omega_{Li} (T_e/T_i) [(E_0^2/E_{пор}^2) - 1].$$

Здесь следует сделать замечание, связанное с ограничением на значение v_T . Именно, в соответствии с положениями линейной теории параметрической неустойчивости эта величина должна быть малой по сравнению с $\tilde{\gamma}(k_0)$. Это соответствует предположению о том, что диссипацию высокочастотных колебаний плазмы определяет черенковский механизм поглощения. При достаточно большой интенсивности ионнозвуковых волн турбулентная диссипация станет существенной и для высокочастотных колебаний. Тогда $\tilde{\gamma}(k_0)$ следует заменить на $\tilde{\gamma}(k_0) + (v_T/2)$. В результате для турбулентной частоты столкновений имеем

$$v_T = 2\tilde{\gamma}(k_0) \left(\frac{E_0^2}{E_{пор}^2} - 1 \right) \left\{ 1 + \frac{32}{81} (2\pi)^{7/2} \frac{\omega_{Le} r_{Di}^2}{\omega_{Li} r_{De}^2} \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right) \left[\left(\frac{\omega_{Li}^2}{\omega_{Le}^2} + 6 \frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_p} \right)^{1/2} - \frac{\omega_{Li}}{\omega_{Le}} \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (3.22)$$

Отсюда ясно, что турбулентная эффективная частота столкновений (3.22) может превосходить обычную частоту кулоновских столкновений электронов с ионами тогда, когда $\tilde{\gamma}(k_0) \gg \nu_{ei}$. Тогда в окрестности правого края расстройек (2.13) и для $\omega_L r_{De}^2 > \omega_L c_{Di}^2 \nu_T = 2\tilde{\gamma}(k_0) [(E_0^2/E_{пор}^2) - 1]$. Эта формула позволяет говорить о возможности аномального увеличения высокочастотной проводимости параметрически неустойчивой плазмы и в околопороговой области, когда напряженность электрического поля волны накачки немного превышает значение, определяемое формулой (2.15)

4. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ, МОДЕЛИРУЮЩИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВУЮ ПЛАЗМУ, И АНОМАЛЬНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Одним из путей теоретического исследования воздействия электромагнитного поля на плазму является путь численного расчета простых моделей, моделирующих свойства плазмы. Такие расчеты называют численными экспериментами. Простейшей моделью, удобной для машинного счета, является одномерная модель заряженных частиц. При этом взаимодействие частиц определяется кулоновским полем, описываемым уравнением Пуассона, а движение частиц подчиняется уравнениям Ньютона, которые учитывают влияние самосогласованного поля. Соответствующая методика расчета описана в работе ³³.

Такая одномерная модель составила основу расчетов, результаты которых были опубликованы в статье ³⁴, причем использовалась система из десяти тысяч электронов и десяти тысяч ионов. Ионы считались в сто раз тяжелее электронов, а температура электронов в начальный момент времени принималась в тридцать раз большей температуры ионов. Линейный размер системы заряженных частиц составлял 256 дебаевских радиусов. Заряженные частицы испытывали воздействие однородного монохроматического электрического поля $E_0 \cos \omega_0 t$. Иллюстрации результатов численного эксперимента, полученных при частоте внешнего поля, совпадающей с электронной ленгмюровской частотой, и при $\nu_E = 0,6\nu_{Te}$ приведены на рис. 1.

На рис. 1, а по оси ординат отложено в логарифмическом масштабе отношение энергии плазменных волн (без вклада энергии поля накачки)

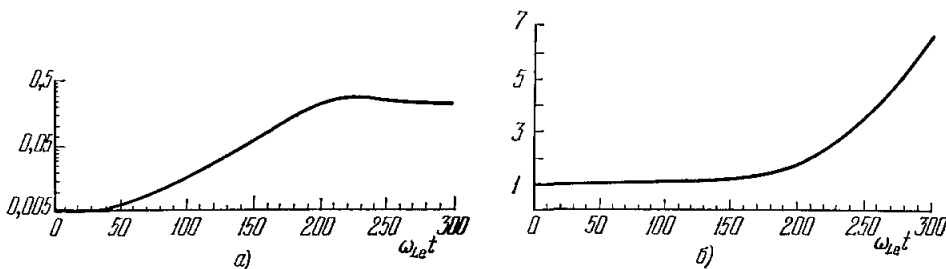


Рис. 1.

к начальной тепловой энергии плазмы, а по оси ординат $\omega_L c t$. Из рисунка видно, как с увеличением времени сравнительно быстро возникает экспоненциальное нарастание во времени волновой энергии поля плазмы, причем рост прекращается после того, как энергия волн возрастает примерно в сто раз. На рис. 1, б показано, как одновременно с увеличением энергии волн происходит нагрев плазмы. Здесь по оси ординат отложено отношение полной энергии плазмы к начальному значению ее тепловой

энергии, а по оси абсцисс $\omega_{Le}t$. Эффективная частота столкновений, соответствующая скорости нагрева у правого края рис. 1, б, составляет примерно $0,18\omega_{Le}$, что отвечает аномальному увеличению диссипативной высокочастотной проводимости плазмы.

Результаты работы ³⁴, полученные при $\omega = \omega_{Le}$, соответствуют аperiодической параметрической неустойчивости плазмы, для которой инкремент γ может быть охарактеризован формулой ¹⁹

$$(\gamma + \tilde{\gamma})^2 = (1/2) \{[(\Delta\omega_0)^2 + \tilde{\gamma}^2 - \omega_s^2]^2 + (kr_E/kr_{De})^2 \omega_s^2 \Delta\omega_0\}^{1/2} - \\ - [(\Delta\omega_0)^2 + \tilde{\gamma}^2 + \omega_s^2] \}.$$

Эта формула применительно к принятым в работе ³⁴ значениям частоты внешнего поля и $v_E = 0,6v_{Te}$ приводит к максимальному значению инкремента $\gamma_{\max} = 0,016\omega_0$, имеющему место при $kr_{De} = 0,14$. Полученные для этих величин значения в работе ³⁴ равны соответственно $0,018\omega_0$ и $0,15$, что представляет хорошее согласие численного эксперимента с теорией.

Результаты сообщения ³⁵ дополняют работу ³⁴ на случай частоты поля накачки чуть больше электронной плазменной частоты, когда оказывается возможной раскачка почти-периодических колебаний, на пороге параметрической неустойчивости совпадающих с ионнозвуковыми волнами. Здесь также обнаружено экспоненциальное нарастание возмущений в плазме, приводящее к возникновению аномальной проводимости, сопровождающемуся аномально быстрым нагревом электронов плазмы. Однако аномальная эффективная частота столкновений оказывается меньше найденной в работе ³⁴.

В сообщении ³⁶ говорится о проведении численного эксперимента, в котором отношение энергии электромагнитной волны накачки к тепловой энергии плазмы изменялось от $0,72$ до 5000 . Частота поля накачки принималась чуть меньшей либо равной, либо чуть большей электронной лэнгмюровской частоты. Было обнаружено, что параметрическое воздействие излучения приводит к неустойчивости плазмы. Возмущения нарастают с инкрементом, согласующимся с аналитической теорией, а при больших временах имеет место насыщение. Авторы работы ³⁶ отмечают, что при сильных полях накачки после насыщения роста возникающих в плазме волн происходит их распад, ведущий к нагреву плазмы.

В работе ³⁷ сообщается о численном эксперименте по аномальной диссипации электромагнитной волны в плазме для случая частоты поля накачки, значительно превышающей электронную лэнгмюровскую. При этом говорится о подтверждении теории, развитой в работе ²⁶, результаты которой были изложены выше в гл. 3.

В целом можно утверждать, что численные эксперименты подтверждают развитые на сегодняшний день общие теоретические представления о параметрическом взаимодействии электромагнитных волн с плазмой. Проведение численных экспериментов позволяет получить определенную детализацию физической картины развития параметрических неустойчивостей, диссипации энергии, аномальной проводимости и всей динамики параметрически неустойчивой плазмы. Среди таких работ, дополняющих наши представления о параметрическом воздействии поля на плазму, отмечу работы ³⁸, посвященные численному расчету воздействия на плазму сильной бегущей электромагнитной волны с частотой, близкой к удвоенной плазменной. В них также обнаружен рост энергии электронных плазменных колебаний вплоть до насыщения, а в распределении электронов возникает значительное число частиц с высокими скоростями, на порядок превышающими тепловую.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АНОМАЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЕ

Теория параметрического воздействия мощного излучения на плазму возникла в определенной мере в связи с проведением в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) экспериментальных работ по радиационному ускорению плазмы³⁹, предпринятых, как это было ясно с самого начала, в мало изученных физических условиях. Уже первые результаты теории, полученные в работе⁴ о неустойчивости и возрастании энергии движения частиц плазмы под действием внешнего высокочастотного электромагнитного поля, позволили с совершенно новых в то время позиций оценить возможности радиационного ускорения плазмы. Этому была посвящена работа Гуревича и автора³⁰, в которой, в частности, были приведены оценки времени нарастания тепловой энергии электронов, находящихся в поле высокочастотной волны. При этом на основании результатов работы⁴ обсуждался нагрев электронов благодаря развитию параметрической неустойчивости относительно раскачки потенциальных колебаний плазмы, а для соответствующего времени увеличения тепловой энергии вплоть до величины порядка энергии внешнего электромагнитного поля приводилось значение $\sim 10/\omega_{Li}$. Становилось ясным, что воздействие мощного излучения на плазму необходимо изучать детальнее*). Все это послужило определенной перераспределению исследований воздействия излучения на плазму, приведших затем в ФИАН к экспериментальному обнаружению весьма важных явлений параметрического воздействия мощного излучения на плазму. Однако первое подтверждение теоретических представлений возникло с другой стороны.

Сразу же после опубликования первых теоретических результатов по параметрическому резонансу в плазме Стерн и Тцоар⁴¹ экспериментально обнаружили в результате воздействия внешней электромагнитной волны с частотой, близкой к лэнгмюровской, параметрическое возбуждение ионноакустических и высокочастотных электронно-плазменных колебаний. В этом эксперименте СВЧ излучение с частотой $\omega_0 = 4,4 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ падало на цилиндрический плазменный столб, средняя электронная лэнгмюровская частота которого примерно равнялась частоте поля накачки ($\omega_{Le} \approx \omega_0$). При низком уровне мощности поля накачки и при высоком, превышающем проявляющееся в эксперименте пороговое значение, соответствующее напряженности электрического поля $\sim 15 \text{ в/см}$, возникали качественно различные картины. Так, при слабом поле плазма отражала лишь волну с частотой ω_0 . Напротив, при превышении порога обнаруживалось дополнительное отражение волн с частотами $\omega_0 - \omega_s$ и $\omega_0 + \omega_s$, причем частота ω_s вблизи порога совпадала с частотой ионнозвуковых колебаний с длиной волны, равной внутреннему диаметру вакуумной трубки, содержащей плазму. Факт возбуждения в плазме высокочастотных плазменных волн был подтвержден с помощью использованной в работе⁴¹ методики рассеяния СВЧ излучения с частотой $\omega_{in} = 11,4 \cdot 10^{19} \text{ сек}^{-1}$. При этом для мощности поля накачки, превышающей пороговую, в спектре рассеянного излучения наблюдались три линии $\omega_{in} - \omega_0$, $\omega_{in} - \omega_0 -$

*) Оценки работы³⁰, связанные с параметрическим воздействием излучения на плазму, выявили существенные ограничения одного из обсуждавшихся методов радиационного ускорения плазмы. Заметим, что критика такого метода содержалась в обзоре Мотца и Уотсона¹⁰. Однако такая критика не была связана с анализом реальной модели. Можно сослаться, например, на работу⁴⁰, в которой необходимый анализ проводился и которая подтвердила физические представления работы³⁰.

— ω_s , $\omega_{in} - \omega_0 + \omega_s$. Далее факт возбуждения в плазме низкочастотных ионнозвуковых колебаний устанавливался по спектру рассеяния, в котором обнаруживались компоненты $\omega_{in} - \omega_s$ и $\omega_{in} + \omega_s$, а также по флуктуационному току на зонд с частотой флуктуаций ионной плотности ω_s . Наконец, в работе ⁴¹ было сообщено, что при большой напряженности поля накачки (~ 200 в/см) было обнаружено излучение из плазмы с широким спектром около ω_0 , обладающем острыми пиками в окрестности обертонов ω_s и ионной лэнгмюровской частоты. Авторы работы ⁴¹ связали свои результаты с неустойчивостью плазмы, развивающейся в результате воздействия внешнего поля накачки. Впоследствии попытки теоретического анализа результатов работы ⁴¹ предпринимались в работах ^{15, 16}. При этом качественные стороны результатов эксперимента соответствуют теории параметрической неустойчивости плазмы, а количественное согласие порогового значения может быть получено при разумном значении частоты столкновений ¹⁵.

Совокупность экспериментальных исследований, нацеленных на проверку теории параметрического воздействия излучения большой мощности на плазму, была поставлена и проведена в ФИАН. Одним из первых явлений, обнаруженных при этом, является аномальный распад плазмы ⁴²⁻⁴⁶. При этом в первых исследованиях этого направления при изучении взаимодействия плазменного потока с потенциальным барьером СВЧ поля было показано, что в широком интервале значений плотности плазмы, когда плазма является прозрачной для СВЧ поля, энергетические спектры ионов плазмы, прошедшей через СВЧ барьер, оказываются идентичными. Однако такое положение нарушалось при приближении плотности плазмы к значению, при котором электронная лэнгмюровская частота оказывается сравнимой с частотой СВЧ поля. Так, в работе Сергейчева ⁴³ сообщалось, что «уже при плотности, определяемой с точностью до 30% и удовлетворяющей $\omega_{Le}^2 \approx 0,4\omega_0^2$, наблюдалось резкое изменение характера прохождения струи через СВЧ барьер». Такое положение имело место как при значениях энергии осциллирующих электронов, на порядок превосходящих их тепловую энергию, так и при близких

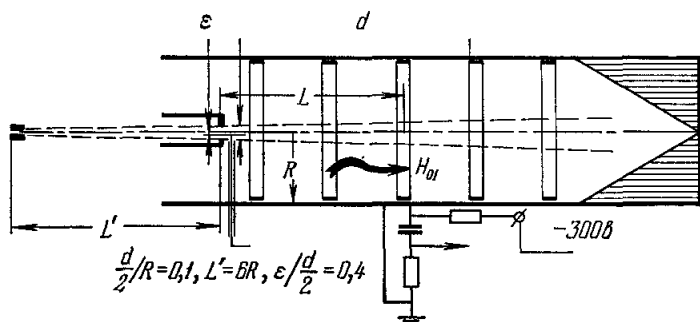


Рис. 2.

к тепловой энергии. Сергейчев связал такое изменение характера прохождения плазменной струи с параметрическими неустойчивостями плазмы. Последующие экспериментальные исследования подтвердили эту точку зрения. Определенный итог исследованиям по аномальному распаду плазмы в СВЧ поле был дан в работе ⁴⁵. Поэтому остановимся на этой работе несколько подробнее.

Схема установки, использовавшейся в опытах по распаду, изображена на рис. 2. Электромагнитное СВЧ поле 10-см диапазона H_{01} -волны

варьировалось от десятков ватт до 10^6 *вт*. Оно включалось перед инжекцией плазмы и поддерживалось в течение всего времени ее протекания. Длительность импульса поля составляла 10—20 *мксек*. Инжектируемая плазма содержала в основном ионы водорода H^+ , H_2^+ и углерода C^+ со средней энергией направленного движения 200 *эв*, а температура электронов составляла 4—5 *эв*. Поперечные составляющие кинетической энергии ионов после прохождения диафрагмы не превышали 0,2 *эв*. Эти данные позволяют сказать, что для плазмы с «критической» плотностью

$$n_0 = \omega_0^2 m_e / 4\pi e^2 \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

частота электрон-ионных столкновений оказывается равной $\nu_{ei} = 3 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Необходимо заметить, что, поскольку $v_{Te} = 7 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, частота $\nu_e = 3,5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ столкновений электрона с поперечными границами плазменного пучка, размеры которого характеризуются диаметром диафрагмы, равным 2 *см*, оказывается существенно больше частоты электрон-ионных соударений. Этот факт затрудняет непосредственное применение к такой экспериментальной ситуации теории параметрического воздействия мощного излучения на плазму в том случае, когда результаты такой теории существенно определяются электрон-ионными столкновениями. Основной результат работы⁴⁵ заключается в измерении пороговой величины напряженности электрического СВЧ поля, при которой в зависимости от плотности плазмы возникает распад, приводящий к появлению тока в коллекторе. Такой ток отсутствует без СВЧ поля и при малой его напряженности. Результаты измерений приведены на рис. 3, где по оси ординат отложено отношение амплитуды скорости осцилляций электрона к его тепловой скорости, соответствующей вакуумной напряженности электрического поля, при которой возникает распад; по оси абсцисс отложено отношение максимальной плотности плазмы, измеряемой вблизи входной диафрагмы, к «критическому» значению плотности n_0 . Экспериментальные точки соответствуют измерениям работ⁴²⁻⁴⁶. Кривые 4 и 2 проведены по этим точкам. Штриховая горизонтальная прямая отвечает формуле $v_E = 1,8 v_{Te}$, теоретическая кривая 3 получена в результате расчетов порога по формулам работы⁵, наконец, теоретическая кривая 1 получена по формуле порога, обусловленного черенковским эффектом: $v_E/v_{Te} = 2 (kr_{De})^{-7/2} \exp(-\omega_0^2/2k^2 v_{Te}^2)$, где волновой вектор определен соотношением

$$\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_p [1 + (3/2)k^2 r_{De}^2] = \tilde{\gamma} \gg \omega_s.$$

Заметим, что при малых напряженностях поля порог параметрической неустойчивости определяется столкновениями. При этом для распадного порога $v_E/v_{Te} \sim 10^{-3}$, а для порога аperiodической неустойчивости непрозрачной плазмы $v_E/v_{Te} \sim 10^{-2}$. Если же в таких оценках вместо частоты электрон-ионных соударений использовать частоту соударений электрона с границами плазменного пучка, то эти пороги возрастут на

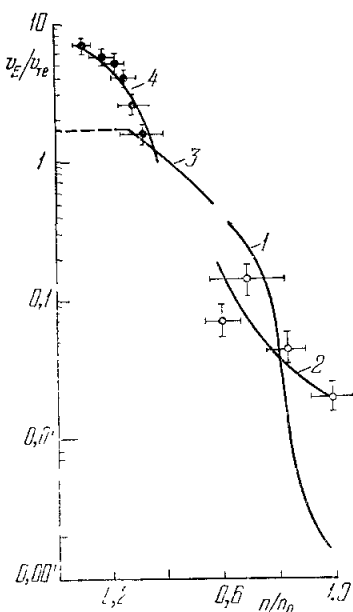


Рис. 3.

порядок. Рис. 3 позволяет сделать вывод о том, что экспериментальные данные подобны теоретическим предсказаниям. Однако для полного согласия теории с опытом необходимо большее число данных о состоянии плазмы, чтобы поведение плазмы можно было сравнивать с разносторонними предсказаниями теории.

Среди работ, поставленных в ФИАН для проверки теории параметрического воздействия на плазму мощного излучения, важное значение имеют экспериментальные исследования поглощения электромагнитных волн. Исследование Геккера и Сизухина ^{47, 48} (см. также ^{46, 49}) привело к обнаружению на опыте аномально сильного поглощения в плазме, возникающего при достаточно большой мощности излучения. В работах ^{47, 48} исследовалось поглощение плазмой мощной H_{11} -волны 10-см диапазона в круглом волноводе. При этом плазменный столб, инжектируемый навстречу бегущей волне, перекрывал все сечение волновода и имел практически однородное по радиусу распределение частиц. Температура инжектируемой плазмы равнялась ~ 4 эв. Скорость движения фронта инжектируемой в установку плазмы равнялась $\sim 10^7$ см/сек. Градиент плотности числа частиц плазмы на переднем фронте составлял 10^9 — 10^{10} см⁻⁴, а максимальная плотность плазмы при выходе из области СВЧ нагрузки (в случае бегущей волны) достигала 10^{12} см⁻³. По мере распространения плазмы вдоль волновода (по оси z) максимальная плотность числа частиц убывала пропорционально z^{-3} . При этом электронная лэнгмюровская частота плазмы ω_{Le} при некотором значении z становилась равной частоте электромагнитной волны, заканчиваемой в волновод. В работе ⁴⁷ использовался режим бегущей волны (в отсутствие плазмы), когда установка была снабжена согласованной СВЧ нагрузкой, а в работе ⁴⁸ приведены также результаты другого режима, когда такой нагрузки нет, а плазма инжектировалась в стоячую H_{11} -волну.

Для слабого поля ($E_0 = 0,1$ в/см), когда скорость осцилляций электрона в поле волны мала по сравнению с тепловой, в работе ⁴⁷ было получено практически 100%-ное отражение волны. Это соответствует обычным представлениям о взаимодействии высокочастотного поля с плазмой в условиях, когда выполнены неравенства $\omega_{Le} > \omega_0 \gg v_{ei}$, имеющие место в этом эксперименте. Отраженная от плазмы электромагнитная волна регистрировалась с помощью направленного ответвителя, а проходящая через волновод волна регистрировалась с помощью антенн, вводимых через патрубки круглого волновода. Такие измерения были проведены в интервале значений напряженности электрического поля E_0 от 0,2 кв/см до 2 кв/см. Типичные осциллограммы СВЧ сигналов, приведенные на рис. 4, а, соответствуют режиму бегущей волны. Для каждого из трех случаев напряженности поля накачки нижняя осциллограмма дает сигнал отраженной волны, средняя — сигнал прошедшей волны, измеряемый антенной на расстоянии $z = 45$ см от источника плазмы, а верхняя осциллограмма представляет собой калибровочный сигнал полного отражения. Отдельно на этом же рисунке внизу приведена осциллограмма ионного тока, определяемого сигналом с плазменного зонда, введенного в центр круглого волновода при $z = 45$ см.

На рис. 4, б построены зависимости коэффициента отражения H_{11} -волны как функции напряженности электрического поля для обоих резонансов бегущей и стоячей волн. Кривая 1 отвечает максимальным усредненным по различным «выстрелам» инжектора плазмы, кривая 2 соответствует максимальным значениям для лучших выстрелов источника плазмы, кривая 3 построена по значениям, полученным по «провалам» осциллограмм отраженных сигналов, и, наконец, кривая 4 построена авторами работы ⁴⁸ по определению из осциллограмм коэффициента стоячей волны.

Все эти данные указывают на значительное уменьшение коэффициента отражения при большой мощности волны по сравнению с практически неотличающимся от единицы коэффициентом отражения в случае слабого поля. Поскольку в эксперименте в течение определенного времени электромагнитная волна не проходит за плазменный слой, уменьшение коэффициента отражения соответствует соответствующему возрастанию

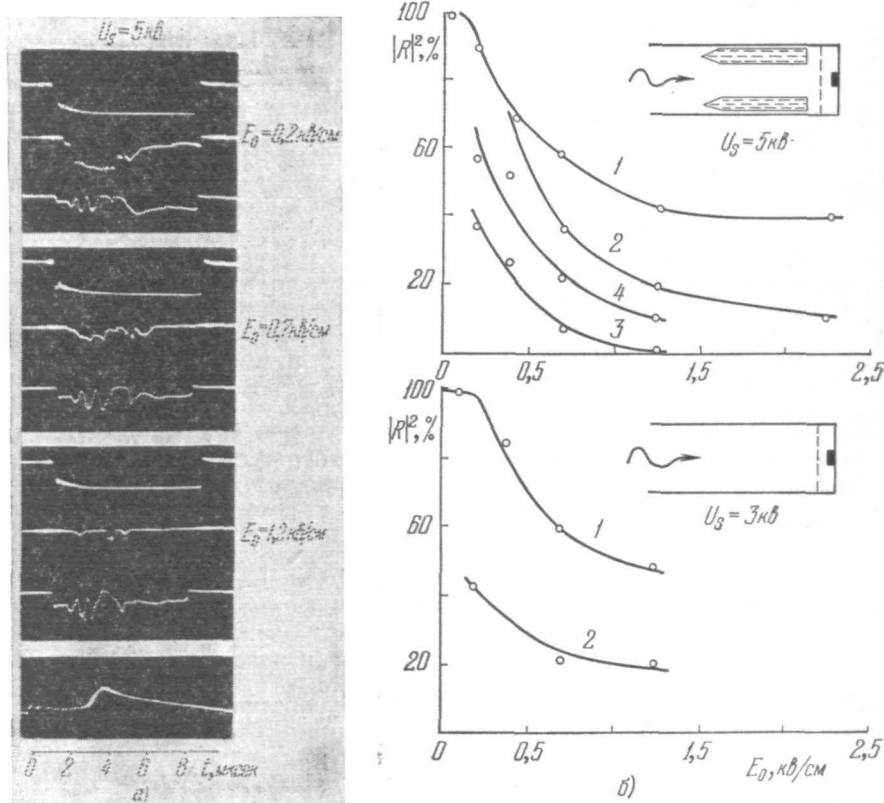


Рис. 4.

поглощения энергии волны плазмой. При этом, как следует из рис. 4, б, энергия, поглощаемая плазмой, растет с увеличением напряженности электрического поля волны. В работе ⁴⁸ показано, что с ростом напряженности поля уменьшается время, в течение которого сохраняется плазма в сгустке, инжектируемом в волновод, т. е. быстрее происходит разбрасывание плазмы под действием внешнего СВЧ поля. Вся эта совокупность фактов, обнаруженных в работах ^{47, 48}, позволяет утверждать, что аномальное поглощение электромагнитных волн плазмой возникает для напряженности электрического поля больше 100 в/см ($v_E/v_{Te} \approx 0,1$) и нарастает вплоть до $E_0 = 1 \text{ кВ/см}$ ($v_E/v_{Te} \sim 1$). Заметим здесь, что в волноводе распространение волны становится невозможным при плотности плазмы больше критического значения n_0 . В экспериментах ^{47, 48} такое запирание волновода смещено по плотности плазмы значительно в силу использования низких мод волновода. С другой стороны, если иметь в виду такое смещение резонанса, то получаемое в работах ^{47, 48} значение порога поглощения не противоречит оценкам теории параметрического воздействия излучения на плазму (см. обзор ⁴⁹).

Еще одно явление, возникающее при воздействии сильного СВЧ поля на плазму, обнаруженное Батановым, Сарксяном и Силиным⁵⁰ (см. также⁴⁶) и связанное ими с параметрическим развитием неустойчивости в плазме, представляет собой аномально сильный нагрев электронов полем сильной СВЧ волны. Авторы работы⁵⁰ использовали круглый волновод, в котором распространялась бегущая TE_{11} -волна. Поперек волновода накладывалось сильное магнитное поле, которое было также перпендикулярно электрическому СВЧ полю и вдоль которого распространялась струя плазмы, подвергаемая воздействию СВЧ поля. При этом выполнялись условия $\omega_{Le} \leq \omega_0 < |\Omega_e| = |e|B/m_e c$. При увеличении мощности с ростом

$$e\Phi_0 = e^2 E_0^2 / 4m_e (\omega_0^2 - \Omega_e^2)$$

возникает электронный ток на плазменный зонд, что при отрицательных или равных нулю значениях потенциала электронов зонда отвечает увеличению средней энергии электронов, нагреву плазмы. Путем изменения отрицательного потенциала зонда можно получить представление о распределении электронов плазмы по энергиям. На рис. 5 приведены соответствующие результаты эксперимента⁵⁰. Подчеркнем, что нагрев электронов возникает при превышении порогового значения напряженности поля, соответствующего $e\Phi_0 \approx 0,01 \times T_e$.

В работе⁵⁰ были обнаружены электроны, при циклотронном резонансе достигающие энергий движения вдоль магнитного поля ~ 600 эв.

Поскольку при этом магнитное поле являлось однородным, достижение высоких энергий электронов свидетельствует об эффективном механизме перевода энергии осцилляций электронов в их энергию движения вдоль магнитного поля. Эффективная частота столкновений, отвечающая набору энергии электронов $\sim 20-30$ эв вблизи порога аномального нагрева, соответствует значению, на порядок превышающему частоту кулоновских электрон-ионных соударений. При росте мощности излучения такая эффективная частота столкновений растет.

Возникновение быстрых электронов при воздействии СВЧ волны на плазму было обнаружено в работе Барина, Геккера, Сизухина и Хачатуряна⁵¹ и в отсутствие магнитного поля, когда эксперименты велись в диапазоне 10 см и H_{11} -волна взаимодействовала с движущейся навстречу ей плазмой, что соответствует условиям экспериментов^{47, 48} по аномальному поглощению. При этом ускорение электронов происходит преимущественно вдоль направления электрического поля волны. Из распределений электронов по энергиям (рис. 6) авторы работы⁵¹ сделали вывод о появлении ускоренных электронов при пороговом значении напряженности электрического поля $\approx 0,25$ кВ/см, что близко к порогам работ^{47, 48} для аномального поглощения. С увеличением E_0 , как это видно из рис. 6,

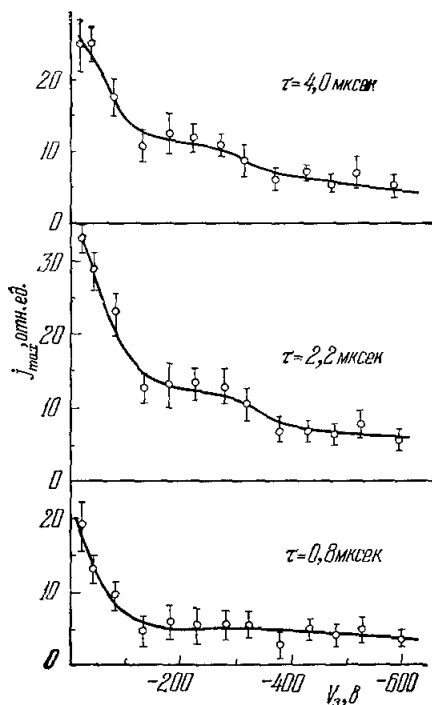


Рис. 5.

резко возрастает максимальная энергия электронов, которая оказывается значительно превышающей энергию осциллирующего электрона в поле волны. Данные работы ⁵¹ о зависимости энергии ускоренных электронов при

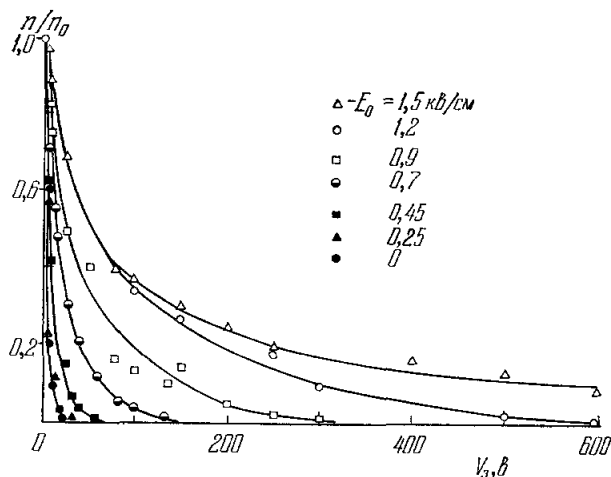


Рис. 6.

$E_0 = 0,7$ кВ/см, говорят, о том, что энергии ускоренных электронов превосходили 50 эВ только при $n = (0,4 \pm 0,2) n_0$, становились более 100 эВ при $n = (0,5 \pm 0,2) n_0$ и достигали максимальной энергии 300 эВ при

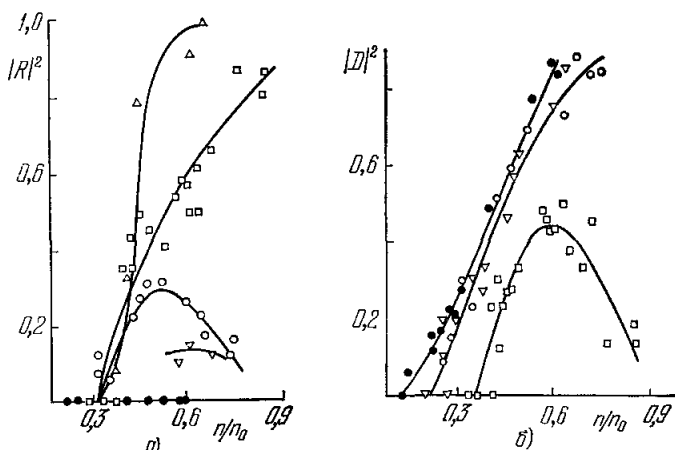


Рис. 7.

Кривым, проведенным через значки \square , \circ , ∇ и \bullet , отвечают $E_0 = 0,7$; 2; 3 и 7 кВ/см соответственно.

$n \approx n_0$. Дальнейшее увеличение плотности плазмы приводило к уменьшению энергии электронов.

Задача одновременного исследования эффектов поглощения электромагнитной волны и нагрева электронов ставилась и решалась в работе Сергейчева и Трофимова ⁵², в которой однородный по сечению поток плазмы пересекал прямоугольный волновод. На рис. 7, а и б приведены зависимости коэффициентов отражения $|R|^2$ и поглощения $|D|^2$ энергии волны в плазме как функции плотности числа частиц плазмы n для различных напряженностей электрического поля волны. Одновременно

с поглощением энергии СВЧ волны было обнаружено увеличение энергии электронов («нагрев»). На рис. 8 приведена зависимость плотности тока ускоренных электронов плазмы

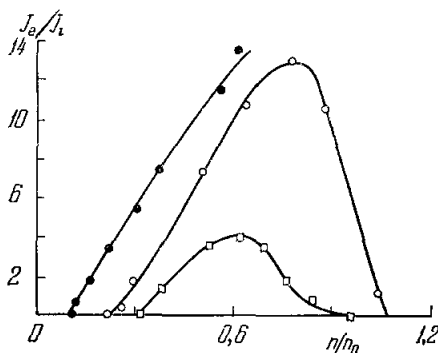


Рис. 8.

Кривым, проведенным через значки \square , \circ и \bullet , отвечают $E_0 = 0,7$; 2 и 3 кВ/см соответственно.

тока ускоренных электронов плазмы в направлении силовых линий электрического поля, нормированных к плотности ионного тока. Что же касается энергии электронов, то, например, при $E_0 = 7$ кВ/см и $n = 0,6n_0$ средние энергии ускоренных электронов достигали 4 кэВ, а максимальные достигали 11 кэВ. На рис. 9, а приведена зависимость пороговой напряженности поля от концентрации плазмы, построенная по началу аномального поглощения (кривая 1) и по началу тока ускоренных электронов (кривая 2). Расхождение связано с неточностью измерения порога тока ускоренных электронов. Обе кривые имеют качественно одинаковую зависимость, хотя величины порогов заметно превышают определенные в работе ⁴⁵,

хотя величины порогов заметно превышают определенные в работе ⁴⁵, правда, относящейся к другой геометрии поля и его взаимодействия с плазмой.

В работе ⁵² для $n = 0,6n_0$ по измеренным данным для коэффициента

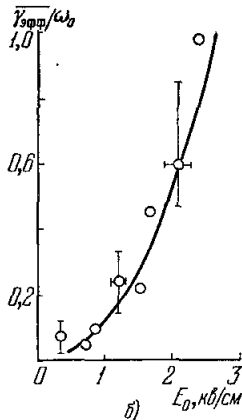
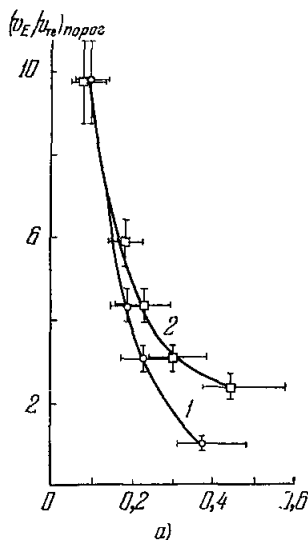


Рис. 9.

отражения вычислена эффективная частота столкновений, зависимость которой от напряженности поля приведена на рис. 9, б, она, как очевидно, отвечает нелинейной аномально сильной диссипации поля в плазме.

В целом совокупность экспериментальных работ, поставленных в ФИАН, показала, что электромагнитное излучение большой мощности воздействует на плазму аномально сильно, приводя к повышенному уходу плазмы, аномально сильному поглощению энергии электромагнитной волны, возникновению электронов весьма высокой энергии. При этом наблюдаемые явления соответствуют представлениям и предсказаниям теории параметрического воздействия излучения на плазму.

Несколько отличающейся по постановке явилась работа Дрейсера, Гендерсона и Инграхама⁵³, которые измеряли высокочастотное сопротивление замагниченной термически ионизованной плазмы калпегового столба как функцию напряженности электрического поля, параллельного постоянному магнитному. При этом использовался TM_{101} -резонатор на частоте $2 \cdot 10^9$ гц. Для плотности частиц плазмы $n < n_0$ измеряемая добротность резонатора с плазмой согласуется с теорией поглощения поля благодаря электрон-ионным кулоновским соударениям. Если же $n > n_0$, то такое согласие имеет место лишь для достаточно слабого поля. Если же v_E достигает $\sim 0,15v_{Te}$ и увеличивается еще больше, то с ростом поля возрастает высокочастотное сопротивление плазмы, что подобно результатам, полученным в ФИАН (рис. 10).

Параметрический резонанс в плазме, находящейся в сильном магнитном поле, наблюдали Демирханов, Хорасанов и Сидорова⁵⁴. Эти авторы исследовали поведение термически-ионизованной цезиевой плазмы с температурой $\kappa T_e \sim \kappa T_i \sim 0,2$ эв и с плотностью $n \sim 10^8 - 10^9$ см⁻³. Степень ионизации составляла 20—30%, а продольное магнитное поле односторонней Q-машинки было $(2-5) \cdot 10^3$ э. Радиус плазменного шнура $a = 2$ см, длина шнура $L = 25$ см. Высокочастотное напряжение прикладывалось к электродам, ограничивающим плазму с торцов. Частота

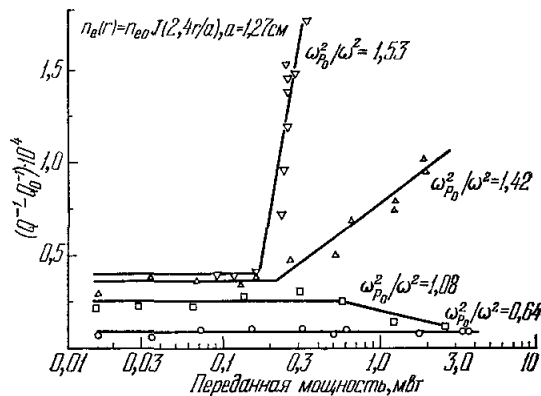


Рис. 10.

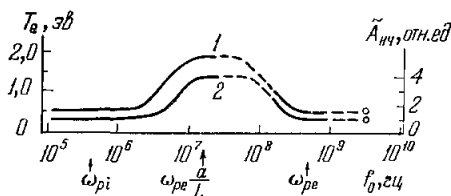


Рис. 11.

переменного электрического поля менялась в пределах 10^5 гц $< (\omega_0/2\pi) < 3 \cdot 10^7$ гц, $1,5 \cdot 10^8$ гц $< (\omega_0/2\pi) < 10^9$ гц и $(\omega_0/2\pi) \approx 3 \cdot 10^9$ гц. В результате воздействия высокочастотного электрического поля плазма нагревалась. Помимо этого в плазме возбуждались интенсивные низкочастотные колебания плотности с основной гармоникой в диапазоне

1—5 кгц. На рис. 11 приведена зависимость температуры электронов (кривая 1) и амплитуды низкочастотных колебаний плазмы (кривая 2) от частоты электрического поля. Сплошные кривые представляют усредненные экспериментальные данные, штриховые — экстраполяция, а точки соответствуют данным для $3 \cdot 10^9$ гц.

Авторы работы⁵⁴ пришли к выводу, что объяснение приведенных на рис. 11 результатов может быть понято в рамках представлений о параметрическом резонансе замагниченной плазмы. Для собственных частот

$$\omega_{re}^{\pm} = [(1/2) \{ \omega_{Le}^2 + \Omega_e^2 \pm [(\omega_{Le}^2 + \Omega_e^2) - 4\omega_{Le}^2 \Omega_e^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \}]^{1/2}$$

в условиях эксперимента работы⁵⁴, когда $\Omega_e^2 \gg \omega_{Le}^2$, имеем $\omega_{re}^+ = |\Omega_e|$, $\omega_{re}^- = \omega_{Le} \cos \theta$. В предположении, что основная мода собственных колебаний определяется геометрией системы,

$$k_z \approx 2\pi/2L, \quad k_{\perp} \approx 1/a, \quad k_{\perp} \gg k_z;$$

поэтому

$$\omega_{re} = \omega_{Le} k_z / k \approx (\pi a / L) \omega_{Le}.$$

Именно такого порядка оказывается диапазон частот (5—30 МГц), в котором авторы работы⁵⁴ наиболее четко обнаруживают развитие неустойчивости плазмы. Ширина области резонанса может быть связана с развитием волн с различным значением $\cos \theta$. Спад кривых рис. 10, б к области частот порядка электронной лэнгмюровской соответствует области параметрической неустойчивости, рассмотренной в работе⁵⁵.

Аномальная диссипация электромагнитных волн с частотой, близкой к электронной лэнгмюровской, наблюдал Юбанк⁵⁶ для плазмы в магнитном поле $B = 2000 - 4000$ гс. Обнаружено уменьшение коэффициента отражения с увеличением напряженности поля волны ($\omega_0 / 2\pi = 10,5 \cdot 10^9$ гц). Также были обнаружены интенсивные осцилляции и увеличение поперечной (к магнитному полю) температуры плазмы, для которых, как это видно из рис. 1.2, имеет место порог ~ 300 вт ($E_0 \approx 500$ в/см), а при сильных полях возникает насыщение. При этом насыщение для поперечной температуры составляет ~ 2 эв, в то время как продольная температура достигает 10—15 эв. Отсюда автор работы⁵⁶

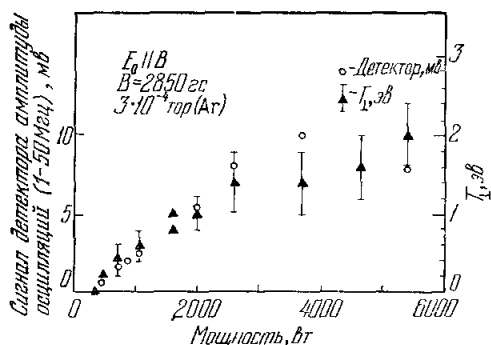


Рис. 12.

сделал вывод о превалировании черенковского взаимодействия электронов с плазменными волнами по сравнению с взаимодействием, обусловленным кулоновскими столкновениями.

В заключение отметим интерес к экспериментам по нагреву ионосферы радиоволнами⁵⁷⁻⁶¹, в которых поток энергии волн велик. Действительно, оценки, проведенные в работе⁶², показали, что использовавшийся в таких экспериментах поток энергии приводит к напряженности поля в ионосферной плазме, существенно превышающей пороговое поле, определяемое формулой (1.12). Поэтому можно говорить о выходе исследований параметрического воздействия излучения на плазму из лабораторных условий в околосферные.

В заключение отметим интерес к экспериментам по нагреву ионосферы радиоволнами⁵⁷⁻⁶¹, в которых поток энергии волн велик. Действительно, оценки, проведенные в работе⁶², показали, что использовавшийся в таких экспериментах поток энергии приводит к напряженности поля в ионосферной плазме, существенно превышающей пороговое поле, определяемое формулой (1.12). Поэтому можно говорить о выходе исследований параметрического воздействия излучения на плазму из лабораторных условий в околосферные.

Непосредственное экспериментальное исследование параметрического возбуждения волн в ионосферной плазме было предпринято в работе Уонга и Тейлора⁶³, где сообщается о параметрическом воздействии радиоизлучения накачки с частотой 5,62 МГц, которое на высоте примерно 200 км приводило к возбуждению ионнозвуковых волн. Возбуждаемое излучение обнаруживалось в эффекте рассеяния радиоволн с частотой 430 МГц. Форма линии рассеянного излучения при этом определяется интенсивностью ионнозвуковых волн и их спектром. Существенное увеличение интенсивности ионнозвуковых волн возникает в условиях, когда поле волны накачки по порядку величины превышает пороговое значение, определяемое формулой (2.7). Интенсивность ионнозвуковых возмущений плазмы, согласно работе⁶³, оказывается нелинейно зависящей от интенсивности волны накачки. Эти результаты показали практическую возможность искусственного изменения турбулентного состояния ионосферной плазмы с помощью параметрического воздействия мощного радиоизлучения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог всему вышеизложенному материалу, можно утверждать, что полученные в течение последних лет теоретические результаты относительно параметрического воздействия на плазму позволили предсказать качественно новый круг явлений взаимодействия электромагнитных волн с плазмой. Такой круг явлений связан с развитием в плазме параметрических неустойчивостей, обусловленных нелинейным воздействием на плазму достаточно сильного электрического поля высокой частоты. Развитие параметрических неустойчивостей ведет к возникновению турбулентного состояния плазмы, одним из проявлений которого является аномальная высокочастотная проводимость плазмы. Теоретическое предсказание аномальной нелинейной диссипации высокочастотных электромагнитных волн в плазме нашло свое подтверждение в целом ряде экспериментальных исследований, приведших, как это было изложено выше, к экспериментальному открытию аномально сильного поглощения электромагнитного поля плазмой. Эти важные первые шаги экспериментального изучения воздействия на плазму электромагнитного излучения большой мощности показывают нам необходимость широкого и детального изучения явлений, протекающих в плазме в подобных условиях, ибо физическая природа аномальной диссипации, как и более общего явления параметрического воздействия излучения на плазму, несравненно более богата и сложна, чем природа обычной диссипации, обусловленной столкновениями частиц. Значительная детализация должна быть еще дана в теоретических исследованиях.

Следует подчеркнуть, что при отборе материала, составившего содержание данного обзора, мы ограничили себя во многом. Так, мы не стали обсуждать возможности, связанные с параметрическим возбуждением в плазме непотенциальных возмущений, что, хотя и представляется весьма интересным и важным, однако все же пока недостаточно хорошо изучено. Одновременно мы практически полностью оставили в стороне обсуждение роли постоянных магнитных полей, как известно, во многом качественно меняющих картину параметрического воздействия излучения на плазму. Единственным оправданием такого ограничения является лишь желание полно и в то же время компактно изложить материал в сравнительно наиболее изученной на сегодняшний день области. В то же время должно быть ясно, что менее изученные области физики параметрического воздействия излучения на плазму таят в себе чрезвычайно интересные возможности, которые, несомненно, будут привлекать наше внимание в ближайшем будущем.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН 70, 201, 393 (1960).
2. В. П. Силин, ЖЭТФ, 47, 2254 (1964).
3. V. P. Silin, A Survey of Phenomena in Ionized Gases, Vienna, IAEA, 1965.
4. В. П. Силин ЖЭТФ 48, 1679 (1965).
5. В. П. Силин, ЖЭТФ 51, 1842 (1966).
6. E. A. Jackson, Phys. Rev. 153, 235 (1967).
7. Jun-ichi Okutani, Tokyo Univ. Preprint, 1969.
8. J. R. Sammartin, Phys. Fluids 13, 1533 (1970).
9. Yu. M. Aliev, L. M. Gorbunov, V. P. Silin, H. Watson, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, v. 1, Vienna, IAEA, 1966.
10. H. Motz, C. J. Watson, Adv. Electron. and Electron Phys. 23, 154 (1967).
11. D. F. Du Bois, M. V. Goldman, Phys. Rev. Lett. 14, 544 (1965).
12. M. V. Goldman, Ann. Phys. (N.Y.) 38, 95 (1966).

13. Y. C. Lee, C. H. Su, Phys. Rev. 152, 129 (1966).
14. D. F. Du Bois, M. V. Goldman, ibid. 164, 207 (1967).
15. K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan 24, 1152 (1968).
16. D. F. Du Bois, Statistical Physics of Charged Particle Systems (1968 Tokyo Summer Lectures), ed. by R. Kubo and T. Kihara, Tokyo—New York, 1969.
17. В. П. Силин, Письма ЖЭТФ 7, 242 (1968).
18. N. E. Andreev, A. Yu. Kirii, V. P. Silin, Proc. of the 9th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, IAEA, 1969.
19. Н. Е. Андреев, А. Ю. Кирий, В. П. Силин, ЖЭТФ 57, 1024 (1969).
20. Н. Е. Андреев, А. Ю. Кирий, В. П. Силин, Изв. вузов (Радиофизика) 13, 1321 (1970).
21. В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, ЖТФ 32, 1291 (1962).
22. Ю. М. Алиев, Э. Ферленги, ЖЭТФ 57, 1623 (1969).
23. J. H. Krenz, G. S. Kino, J. Appl. Phys. 36, 2387 (1965).
24. Р. Р. Рамазашвили, ЖЭТФ 53, 2168 (1967).
25. F. W. Perkins, J. Flick, Princeton Univ. Preprint MATT-833, 1971.
26. В. П. Силин, ЖЭТФ 57, 183 (1969).
27. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, ЖЭТФ 59, 2215 (1970).
28. А. Ю. Кирий, ЖЭТФ 60, 955 (1971).
29. E. J. Valeo, C. Oberman, Princeton Univ. Preprint MATT-835, 1971.
30. А. В. Гуревич, В. П. Силин, ЯФ 2, 250 (1965).
31. О. М. Градов, Б. М. Маркесв, Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 5, 15 (1971).
32. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, Письма ЖЭТФ 14, 439 (1971).
33. C. K. Birdsall, D. Fuss, J. Comput. Phys. 3, 494 (1969).
34. W. L. Krueger, et al., Phys. Rev. Lett. 24, 987 (1970).
35. W. L. Krueger et al., Bull. Am. Phys. Soc. 15, 1407 (1970).
36. J. I. Katz, J. S. Degroot, ibid., p. 1472.
37. Р. К. Кав, Princeton Univ. Preprint, 1970 (доклад на Конференции по лазерной плазме, Москва, ноябрь 1970 г.).
38. W. L. Krueger, J. M. Dawson, Princeton Univ. Preprint, October 1970; J. M. Dawson et al., Bull. Am. Phys. Soc. 15, 1408 (1970).
39. В. И. Векслер, И. Р. Геккер, Э. Я. Гольц, Г. А. Делоне, Б. П. Кононов, О. В. Кудреватова, Г. С. Лукьянчиков, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, К. А. Сарксян, К. Ф. Сергейчев, В. П. Силин и др., Труды Международной конференции по ускорителям (август 1963 г.), Дубна, ОИЯИ, 1964.
40. R. B. Hall, R. A. Gerwin, Phys. Laboratory (Boeing Scientific Research Laboratories, Seattle, Washington 98126) Preprint D1-82-0977, May 1970.
41. R. A. Stern, N. Tzoar, Phys. Rev. Lett. 17, 903 (1966).
42. K. F. Sergeichev, I. K. Gekker, Proc. of the 8th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, IAEA, 1967.
43. К. Ф. Сергейчев, ЖЭТФ 52, 575 (1967).
44. К. Ф. Sergeichev, см. сборник¹⁸.
45. К. Ф. Сергейчев, ЖЭТФ 58, 1157 (1970).
46. G. M. Batanov, I. R. Gekker, K. A. Sarkisian, K. F. Sergeichev, V. A. Silin, 3rd European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Symposium on Beam-Plasma Interactions), Utrecht, 1969.
47. И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, Письма ЖЭТФ 9, 408 (1969).
48. I. R. Gekker, O. V. Sizukhin, см. сборник¹⁸.
49. I. R. Gekker, Physik und Technik des Plasmas II (Zusammenfassende Vorträge der Arbeiterstagung, Rostock, 18—23 Oktober 1970), Phys. Ges. der DDR, 1970.
50. G. M. Batanov, K. A. Sarkisian, V. A. Silin, см. сборник¹⁸.
51. В. И. Баринов, И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, Э. Г. Хачатурян, Кр. сообщ. физ. ФИАН СССР, № 3, 41 (1971).
52. К. Ф. Сергейчев, В. Е. Трофимов, Письма ЖЭТФ 13, 236 (1971).
53. H. Dreiser, D. B. Henderson, J. C. Ingraham, Phys. Rev. Lett. 26, 1616 (1971).
54. Р. А. Демпрханов и др., ЖЭТФ 59, 1874 (1970).
55. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, Х. Уотсон, ЖЭТФ 50, 943 (1966).
56. H. P. Eubank, Princeton Univ. Preprint MATT-825, Princeton, January 1971.
57. W. F. Utlaut, J. Geophys. Res. 75, 6402 (1970).
58. A. A. Biondi et al., ibid., p. 6421.
59. W. F. J. Evans, et al., ibid., p. 6425.
60. W. F. Utlaut, et al., ibid., p. 6429.
61. R. Cohen, J. D. Whitehead, ibid., p. 6439.
62. F. W. Perkins, P. K. Kaw, Princeton Univ. Preprint MATT-812, 1970.
63. A. J. Wong, R. J. Taylor, Phys. Rev. Lett. 27, 644 (1971).