

ОБНАРУЖЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА

Р.В.Минс¹⁾, В.П.Силин²⁾, М.К.Тран¹⁾

В области максимума поля до точки отражения волны накачки в неоднородной плазме обнаружена пространственно локализованная неустойчивость $t \rightarrow l + s$, свойства которой согласуются с предсказаниями линейной и нелинейной теории.

В настоящем сообщении мы изложим результаты обнаружения абсолютной неустойчивости параметрического распада, реализующейся вблизи максимумов поля накачки. Эксперимент был выполнен в цилиндрической немагнитной плазме диаметром 2 м и длиной 3 м. Градиент плотности вдоль оси установки измерялся благодаря изменению ионизирующего постоянного тока, проходящего через отдельные группы нитей, так что $L = (d \ln n / dx)^{-1}$ менялось от 100 до 1000 см. СВЧ излучение вводилось антенной, угол половины расходимости пучка которой равен 12° . Используемая частота $\nu_0 = 2,45$ ГГц соответствует критической плотности плазмы $n_c = 7,58 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Отношение температур $T_e / T \approx 10$. Магнитное поле земли привело к тому, что градиент плотности составлял 10° с осью камеры. СВЧ излучение имело в основном p -поляризацию, но также имелась и малая s -компонента. В соответствии с обычной теорией до отражающего слоя, где $n = n_c \cos^2 \theta$, возникает стоячая волна, которая при дальнейшем углублении в плазму сначала затухает, а затем вблизи критического слоя ($n = n_c$) сильно возрастает (см. рис.1). Такая картина получена измерением электрического поля с помощью неоновой лампы. Сущность этого метода измерения заключается в том, что СВЧ поле приводит к увеличению проводимости разряда. Обоснование необходимой точности дано в измерениях, проведенных в серии работ Копейки с соавторами [1].

Данные, приведенные на рис.1, лишь грубо отвечают картине, описываемой до точки отражения функцией Эйри. Однако данных рис.1 достаточно для того, чтобы различать критический и отражающий слои плазмы. Ниже мы используем функции Эйри лишь для наших грубых оценок.

На рис.2 приведена типичная картина изменения ионно-звуковых флуктуаций (ИЗФ) при изменении мощности СВЧ излучения. В этом случае аргонная плазма характеризуется следующими параметрами: $r_{De} =$

¹⁾Центр Исследований физики плазмы, Лозанна, Швейцария.

²⁾Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР

$= 4 \cdot 10^{-3}$ см. $L = 300$ см, отношение декремента к частоте ионно-звуковой волны $\gamma_s / \omega_s = 0,035$, $\nu_{ei} / \omega_o = 6,5 \cdot 10^{-5}$, $\omega_{Li} / \omega_{Le} = 3,7 \cdot 10^{-3}$, $E_{\text{Вак}}^2 / 4\pi n_e k T_e = 10^{-5}$ для мощности $P_0 = 20$ Вт. Флуктуации в интервале частот от 10 кГц до 10 МГц измерялись ленгмюровским зондом, собирающим электроны. Ионная плазменная частота в критическом слое равна 9 МГц.

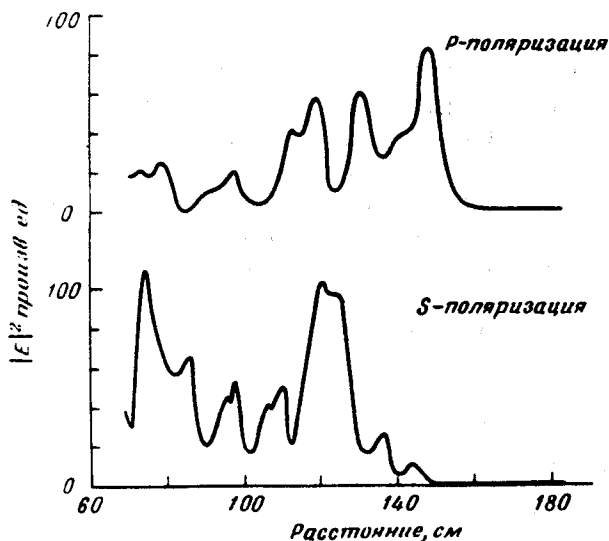


Рис. 1

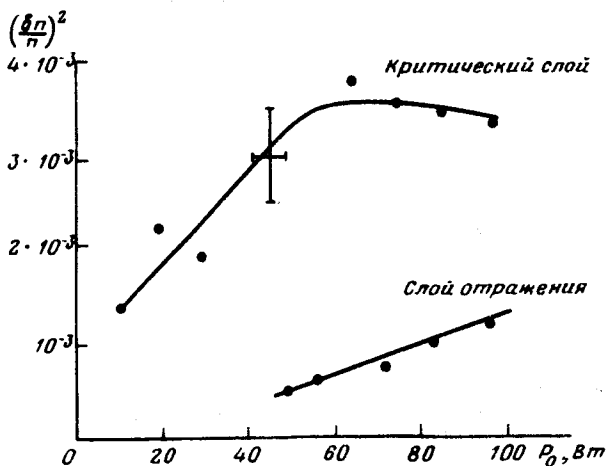


Рис. 2

Флуктуации в области максимума поля обладают характерными свойствами, отличающими их, в частности, от флуктуаций в критическом слое. Так, согласно рис.3,а спектр флуктуаций при $n = n_c$ не облада-

ет структурой и весьма широк. Напротив вблизи отражающего слоя, как это видно из рис. 3, б в частотном спектре имеются линии с первым пиком на частоте 1,5 Мгц ¹⁾

Спектральные свойства параметрически возбуждаемых низкочастотных колебаний легко понять на основании следующей формулы:

$$(\omega/\omega_{Tz})^2 = (kr_{De})^2 = (\alpha/3'L) = (1/3)[\sin^2\theta + |\xi_m|(c/\omega_0 L)^{2/3}],$$

где α — расстояние между критическим и отражающим слоями, ξ_m — координата максимума функции Эйри $Ai(-\xi)$, а θ — угол падения волны накачки. Эта формула правильно описывает положение частоты пика рис. 3, б ибо для экспериментальных значений $\alpha = 20$ см и $L = 300$ см она дает 1,3 Мгц. Эта формула также позволяет объяснить качественную разницу спектров 3, а и 3, б, ибо в критическом слое расстройка резонанса не зависит от угла падения, а в отражающем слое она является функцией угла θ . Поэтому спектр 3, б может отвечать угловой характеристике антенны, излучающей волну накачки.

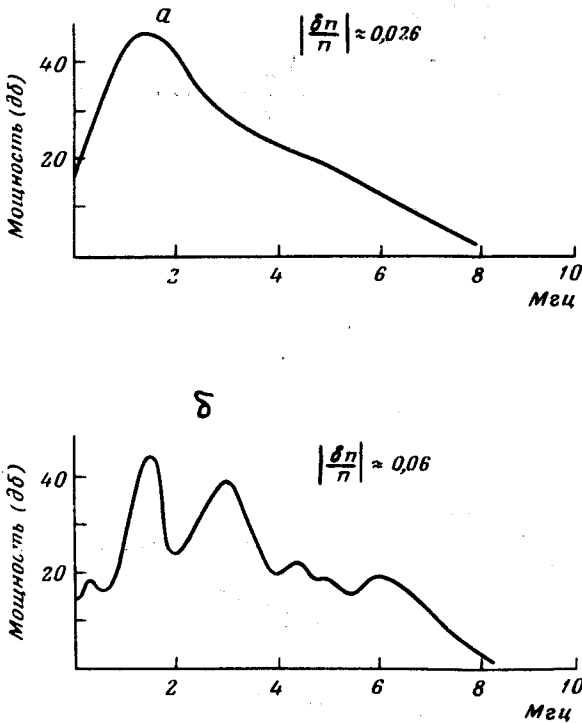


Рис. 3

¹⁾ Для того, чтобы исключить возможность электронных циклотронных колебаний в поле Земли, внешними катушками возбуждалось слабое магнитное поле. Наблюдаемые частоты оказались независимыми от магнитного поля.

ИЗФ были также зарегистрированы в максимуме E^2 , предшествующем максимуму вблизи отражающего слоя. Главный пик спектра ИЗФ оказался равным 5 Мгц, в то время как в этих условиях пик спектра вблизи отражающего слоя был 3 Мгц. Зонд находился не на оси камеры. Это подтверждает предсказываемый теорией факт зависимости частоты ИЗФ как от положения слоя, так и от угла θ . Пороги абсолютных неустойчивостей $t \rightarrow l + s$ ($\Lambda_{th} = 12 \gamma_s^2 / \omega_{Li}^2$) и $t \rightarrow l + a$ ($\Lambda_{th} = 4 \nu_{ei} / \omega_o$)

практически совпадают друг с другом и с порогом наблюдения ИЗФ: $\Lambda_{th} = (E_o^2 / 4 \pi n_e \kappa T_e)_{th} = 4 \cdot 10^{-4}$, если считать, что поле накачки увеличивается в соответствии с теорией линейного слоя $E_o^2 = E_{Вак}^2 \cdot 3,7 \times (L \omega_o / c)^{1/3}$. Последняя формула может давать несколько заниженные значения, поскольку уровень флуктуаций в плазме велик и реальный порог должен быть выше теоретического.

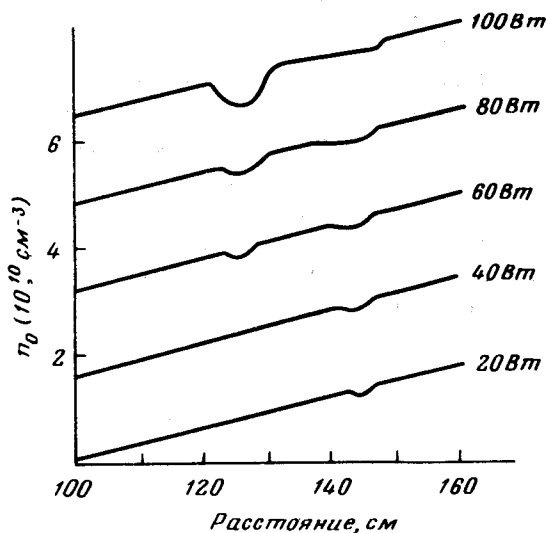


Рис. 4

Размер Δx пространственной локализации ИЗФ составляет ~ 5 см, близок к ширине пика поля накачки и не зависит от мощности. Соответственно этому ширина области волновых чисел параметрически возбуждаемых волн равна $(\delta k / k) \sim (\Delta x / 2x) \leq 0,1$. В этой же пространственной области возникает уменьшение плотности плазмы (рис.4), что непосредственно связано с уровнем ленгмюровской турбулентности $\Delta n / n = E_l^2 / 4 \pi n_e \kappa T_e$. Это позволяет говорить об измерении квадрата напряженности продольного поля, которое превышает поле накачки, что при наших параметрах плазмы согласно теоретическим предсказаниям [2] возможно в условиях турбулентности, обусловленной распадом $t \rightarrow l + s$. Имея в виду качественное описание турбулентности и используя инкремент $\gamma = (A/4) [\omega_s \omega_o E_o^2 / 4 \pi n_e \kappa T_e]^{1/2}$ согласно [2] получаем $E_l^2 / 4 \pi n_e \kappa T_e = \alpha \Lambda^{3/2}$, где $\alpha = (16/3\pi) \sqrt{\omega_o \omega_s} / \nu_{ei} \approx 800$. Данные таблицы демонстрируют практическую неизменность α . Далее теория слабой турбулентности дает $(\delta n / n)^2 \sim \Lambda^{1/2} (\Delta n / n)$, что по порядку величины близко к наблюдаемому вблизи отражающего слоя (рис.2).

Мощность- ватты	$E_{\text{Вак}}^2 10^5$	$(\Delta n)_{\text{max}}$	$\langle \Delta n \rangle$	$E_o^2 10^4$	$a = \frac{\langle \Delta n \rangle}{n} : \Lambda^{3/2}$
	$4\pi n_e \kappa T_e$	n	n	$4\pi n_e \kappa T_e$	
50	2,5	0,012	0,006	5	$5,5 \cdot 10^2$
60	3	0,019	0,009	6	$6,5 \cdot 10^2$
80	4	0,038	0,022	8	$10 \cdot 10^2$
100	5	0,046	0,025	10	$7,9 \cdot 10^2$

Наконец, спектр 3,б позволяет говорить о реализации неустойчивости $t \rightarrow l + s$, ибо при этом возникает непосредственно генерируемая линия ИЗФ, а затем при формировании турбулентного спектра – уширенная линия удвоенной частоты. Поскольку γ/ν_{ei} не превышает нескольких единиц, то уширение турбулентного спектра невелико и эти две линии не перекрываются. Турбулентный спектр при неустойчивости $t \rightarrow l + a$ связан лишь с одной уширенной линией. Подчеркнем, что вблизи $n = n_c$ ИЗФ основного пика отвечают малым k , что заставляет думать о сильной турбулентности с практически непрерывным спектром.

Таким образом, в области максимума поля накачки в прозрачной плазме продемонстрирована реализация абсолютной неустойчивости и получено качественное согласие с предсказаниями линейной и нелинейной теории параметрического распада $t \rightarrow l + s$.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 декабря 1978 г.

Литература

- [1] N. S. Kopeika, B. Galore, D. Stempler, Y. Heimenrath. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., МТТ-23, 843, 1975; МТТ-26, 38, 1978.
[2] В.Ю. Быченков, В.П. Силин, В.Т. Тихончук. Письма в ЖЭТФ, 26, 309, 1977