

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

211-53
А 136
БИБЛИОТЕКА

Атомная энергия

147471

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:
А. Н. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ,
Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), П. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЪ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАНИНИН,
Н. Ф. КВАРЦХАВА, П. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора),
А. К. КРАСНЬ, А. В. ЛЕВЕДИНСКИЙ, А. П. МЕНДУНСКИЙ,
М. Г. МЕШЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОННИКОВ (главный редактор),
Н. И. НОВИКОВ, В. С. ФУРСОВ, В. В. ШЕВЧЕНКО,
Н. Д. ЭРГЛИНС, М. Н. ЯКУТОВИЧ

ЯНВАРЬ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 1

ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В «ОГРЕ»

В. И. Пистунович

Введение

В настоящее время известно, что плазма с неізотропной функцией распределения скоростей ионов (электронов) может быть неустойчивой. Влияние анизотропии температуры на раскачку поперечных колебаний в однородной плазме исследовано в ряде работ [1—3], где было показано, что плазма становится более устойчивой при уменьшении давления. Действительно, если давление плазмы много меньше давления магнитного поля ($\beta = \frac{8\pi nT}{H^2} \ll 1$), то тепловая скорость ионов (электронов) v_{th} много меньше альфевской скорости v_A и лишь малая доля частиц имеет скорости порядка фазовой скорости волны. Однако только частицы, попадающие в резонанс с волной, эффективно обмениваются с ней энергией и, следовательно, могут раскачивать колебания. Таким

образом, при $\beta = \frac{v_{th}^2}{v_A^2} \ll 1$ плазма будет практически устойчивой по отношению к раскачке поперечных колебаний.

Поэтому при $\beta \ll 1$ большой интерес представляет рассмотрение продольных колебаний плазмы. В работах [4, 5] было показано, что однородная неізотропная плазма может быть неустойчивой по отношению к раскачке продольных колебаний при малых значениях β , причем неустойчивость развивается на частотах, близких к циклотронной частоте ионов (электронов) и их гармоникам (так называемая циклотронная неустойчивость).

В настоящей работе рассматривается циклотронная неустойчивость однородной анизо-

тропной плазмы в связи с наблюдавшимися на установке «Огра» большими величинами электрических полей на циклотронных частотах молекулярных и атомарных ионов. Вычислено максимальное значение инкремента нарастания неустойчивости для «холодной» плазмы (температура электронов $T_e = 0$), определены наиболее неустойчивые волны возмущений и показано, что увеличение T_e приводит к стабилизации плазмы относительно возмущений такого рода. Проводится качественное сравнение результатов эксперимента, проведенного на «Огре», с выводами теории для бесконечной плазмы.

Теория

Рассмотрим полностью ионизованную однородную в пространстве плазму в постоянном магнитном поле H_0 . Дисперсионное уравнение для продольных колебаний такой плазмы можно получить из совместного решения кинетического уравнения и уравнений Максвелла. При изучении продольных колебаний плазмы воспользуемся условием, что $|\text{rot} \mathbf{E}| \ll |\text{div} \mathbf{E}|$, где $\mathbf{E}$ — электрическое поле возмущений. В этом случае из уравнений Максвелла останется одно уравнение

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi \sum_{\alpha=1}^2 e_{\alpha} n_{\alpha}, \quad (1)$$

где $\alpha = 1, 2$ (электроны, ионы); e_{α} , m_{α} , n_{α} — соответственно заряд, масса и плотность частиц сорта α . Введем следующие обозначения: $f_{\alpha}(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ — малая добавка к равнове-

ной функции распределения $f_a(v)$; v, θ, v_z — цилиндрическая система координат в пространстве скоростей; ω_{Ha}, ω_{pa} — циклотронная и плазменная частоты соответственно. Ось z направим по внешнему магнитному полю. Тогда получим

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f_a}{\partial x} + v \sin \theta \frac{\partial f_a}{\partial y} + v_z \frac{\partial f_a}{\partial z} - \omega_{Ha} \frac{\partial f_a}{\partial \theta} = -\frac{e_a}{m_a} E \frac{\partial f_a}{\partial v}. \quad (2)$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi \sum_{a=1}^Z e_a \int f_a dv. \quad (3)$$

Решаем уравнения (2) и (3) методом интегрирования по траекториям невозмущенного движения, принимая, что потенциал ψ , определяемый равенством

$$E = -\nabla \psi, \quad (4)$$

изменяется в пространстве и во времени пропорционально $e^{ikr - i\omega t}$. Используя известные рекуррентные соотношения для функций Бесселя, после несложных вычислений получим дисперсионное уравнение продольных колебаний плазмы, равновесное распределение которой описывается функцией $f_a^0(v)$, нормированной на единицу ($\int f_a^0 dv = 1$):

$$k^2 = -2\pi \sum_{a=1}^Z \omega_{pa}^2 \int_0^\infty v dv \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2\left(\frac{k_z v}{\omega_{Ha}}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varphi}{\omega - m\omega_{Ha} - k_z v_z} \left(\frac{m\omega_{Ha}}{v} \frac{\partial f_a^0}{\partial v} + k_z \frac{\partial f_a^0}{\partial v_z} \right). \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение (5) можно получить из общего выражения для тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$, приравняв ϵ_{zz} нулю [5].

Рассмотрим случай, когда плазма состоит из быстрых ионов, из которых половина движется по спиралям в направлении магнитного поля, другая — против него, и электронов с температурой T_e , т. е.

$$f_i^0 = \frac{\delta(v - v_0)}{4\pi v_0} [\delta(v_z - v_1) + \delta(v_z + v_1)];$$

$$f_e^0 = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_T^3} e^{-\frac{v^2 + v_z^2}{2v_T^2}}, \quad v_T = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}. \quad (6)$$

Так как нас интересуют возмущения с длиной волны, значительно превышающей ларморовский радиус электронов ρ_e (как будет

видно дальше, длина волны наиболее неустойчивых колебаний порядка величины ларморовского радиуса ионов ρ_i), то в сумме (5) для электронов достаточно взять член с $m=0$ ($k \rho_e \ll 1$). Для ионов в области частот $\omega \approx m\omega_{Hi} \mp k_z v_z$ основной вклад вносят резонансные члены, знаменатель которых обращается в нуль. Поэтому вместо суммы можно рассмотреть m -й член. Производя в выражении (5) интегрирование по скоростям и принимая $\frac{\omega}{\sqrt{2} k_z v_m} \gg 1$, получим

$$1 + \beta^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - i\epsilon \frac{\omega}{\omega_{pe}} + \frac{\omega_{pi}^2}{2} \left\{ \frac{m k_z}{k_z^2 v_0} \frac{\partial J_m^2(t)}{\partial t} \times \right. \\ \times \left[\frac{1}{\omega - m\omega_{Hi} - k_z v_1} + \frac{1}{\omega - m\omega_{Hi} + k_z v_1} \right] + \\ \left. + J_m^2(t) \left[\frac{1}{(\omega - m\omega_{Hi} - k_z v_1)^2} + \frac{1}{(\omega - m\omega_{Hi} + k_z v_1)^2} \right] \right\}, \quad (7)$$

где $\epsilon = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2}{k_z^2 v_0^2} e^{-\frac{\omega^2}{2k_z^2 v_0^2}}$; $\beta = \frac{k_z v_0}{\omega_{Hi}}$; $t = \frac{k_z v_0}{\omega_{Hi}}$;

$J_m(t)$ — функция Бесселя m -го порядка; $\omega_{pa}^2 = \frac{4\pi e_a^2 n_a}{m_a}$.

Из уравнения (7) следует, что волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля

($k_z = 0$), устойчивы. Неустойчивыми являются так называемые косые волны ($\beta \neq 0$).

Рассмотрим область частот $\omega \approx m\omega_{Hi} - k_z v_1$ при $\beta \ll 1$ и $T_e = 0$. Уравнение (7) принимает вид

$$1 + \beta^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pi}^2 J_m^2(t)}{2(\omega - \omega_{Hi} + k_z v_1)^2} = F(\omega). \quad (8)$$

Отсюда следует, что плазма может быть неустойчивой при

$$1 + \beta^2 < F(\omega) \quad (9)$$

для любых значений ω . Функция $F(\omega)$ имеет минимум при $\omega = \omega_1$, где

$$\omega_1 = \frac{m\omega_{Hi} - k_z v_1}{1 + \sqrt{\frac{m_0}{2M} J_m^2(t)}}. \quad (10)$$

Следовательно, критерием развития неустойчивости (9) является

$$1 + \beta^2 < \frac{\omega_{pe}^2}{(m\omega_{H1} - k_z v_1)^2} \left[1 + \sqrt{\frac{m_e}{2M}} J_m^2(t) \right]^2. \quad (11)$$

Определим инкремент нарастания неустойчивости. Введем новую переменную

$$x = m - \frac{\omega}{\omega_{H1}} - \frac{k_z v_1}{\omega_{H1}} \quad (12)$$

и следующие обозначения: $\delta = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{H1}}$; $h = \frac{k_z v_1}{\omega_{H1}}$; $v = \frac{m_e}{2M} J_m^2(t)$; $s^2 = \frac{\delta^2}{1 + \beta^2}$. Тогда уравнение (8) будет иметь вид

$$\frac{1}{(m - h - x)^2} = \frac{1}{s^2} - \frac{v}{x^2} \quad (13)$$

или $m - h - x = \frac{1}{\sqrt{s^2 - \frac{v}{x^2}}}$ для $\omega > 0$.

Максимальное значение инкремента получим, принимая $\frac{v}{x^2} \ll s^2$, разлагая квадратный корень по малому параметру и решая кубическое уравнение

$$x^3 + (s - m + h)x^2 + \frac{v}{2}s^2 = 0. \quad (14)$$

При условии $s - m + h < 3s \sqrt{\frac{v}{4}}$ получим

$$\text{Im } \omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[s \sqrt{\frac{m_e}{4M}} J_m^2(t) - \frac{s - m + h}{3} \right] \omega_{H1}. \quad (15)$$

Видно, что инкремент имеет максимальное значение при

$$s = m - h \quad (16)$$

и равен

$$(\text{Im } \omega)_{\text{max}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{m_e}{4M}} \frac{\delta}{\sqrt{1 + \beta^2}} J_m^2(t) \omega_{H1}. \quad (17)$$

В случае, когда $\frac{v}{x^2} \gg s^2$ и $s - m + h > 3s \sqrt{\frac{v}{4}}$, инкремент уменьшается:

$$\text{Im } \omega = \sqrt{\frac{m_e}{2M}} \frac{m - h}{\sqrt{s^2 - (m - h)^2}} \frac{\delta}{\sqrt{1 + \beta^2}} J_m(t) \omega_{H1}. \quad (18)$$

Из условия (16) следует, что наиболее неустойчивыми являются волны, для которых

$$\frac{k_x}{k_z} = \sqrt{\frac{\delta^2}{(m - h)^2} - 1}. \quad (19)$$

Физическая картина развития циклотронной неустойчивости состоит в том, что по мере увеличения плотности плазмы, когда ленгмюровская частота электронов сравнивается с циклотронной частотой ионов и становится больше ее (при выполнении неравенства (11)), наступает резонанс между частотой вращения ионов и продольными (ленгмюровскими) колебаниями электронов. Это приводит к тому, что любые малые возмущения плотности плазмы начинают быстро возрастать. (Поле увеличивается в три раза за время $\tau \approx 30 \omega_{H1}^{-1}$ сек.) Колебания плотности плазмы вызывают появление сильных продольных электрических полей. Как видно из (19), сначала интенсивно раскачиваются волны, распространяющиеся под малым углом к направлению магнитного поля ($k_x \ll k_z$), затем раскачиваются более «косые» волны ($k_x \approx k_z$).

Из выражения для максимального значения инкремента (17) следует, что наиболее неустойчивыми являются волны с $m = 1$ и длиной волны порядка дармовского радиуса ионов ($\lambda \approx \pi r_i$), так как функция Бесселя $J_m(t)$ при $m \neq 0$ принимает максимальное значение для $m = 1$ и $t = k_z r_i \approx 2$. Для фиксированного значения t величина инкремента (17) монотонно уменьшается при изменении m от двух и выше.

Так как скорость v_1 не влияет на максимальное значение инкремента (17), а лишь сдвигает границу неустойчивости (11) и в условиях эксперимента на «Огре» член $k_z v_1 \ll \omega_{H1}$, то в дальнейшем во всех выражениях для простоты рассмотрения будем опускать $k_z v_1$.

Теперь рассмотрим случай, когда $\beta \gg 1$ и $x \ll \sqrt{v} s$. Вместо уравнения (13) получим

$$\frac{1}{(m - x)^2} = \frac{1}{s^2} - \frac{v}{x^2} + \frac{m\beta}{\eta} \frac{1}{x}, \quad (20)$$

где

$$\eta = \frac{k_e v_e}{\omega_{H1}}; \mu = \frac{m_e}{2M} \frac{\partial J_m^2(t)}{\partial t}.$$

Решая уравнение (20), получим

$$\text{Im } \omega = \frac{\sqrt{v} m s}{\sqrt{s^2 - m^2}} \sqrt{1 - \frac{\mu^2}{4v} \frac{m^4 \beta^2}{(s^2 - m^2)}} \omega_{H1}. \quad (21)$$

Таким образом, при увеличении $\beta = \frac{k_x}{k_z}$ инкремент развития неустойчивости уменьшается.

Выясним влияние температуры электронов ($T_e \neq 0$) на развитие циклотронной неустой-

чивости. Для $\beta \ll 1$ из уравнения (7) получим

$$\frac{1}{(m-x)^2} = \frac{1}{x^2} - \frac{y}{x^3} + i \frac{e(m-x)}{\beta^2}. \quad (22)$$

Так как $\varepsilon \ll 1$ при $k_z v_T \ll \omega_{pe}$, то, принимая

$$\varepsilon \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\omega_{pe}}{k_z v_T} \right)^2 e^{-\frac{\omega_{pe}^2}{2k_z^2 v_T^2}},$$

вместо (17) получим следующее значение для инкремента нарастания неустойчивости:

$$\text{Im } \omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{m_e}{4M}} \frac{\delta J^{2/3}(t)}{\sqrt{1+\beta^2}} \omega_{H1} - \frac{\varepsilon m \omega_{H1}}{12(1+\beta^2)^{3/2}}. \quad (23)$$

По мере увеличения T_e инкремент уменьшается. Величина теплового разброса электронов, при котором инкремент нарастания неустойчивости становится близким к нулю, по порядку величины определяется как

$$k_z v_T \approx m \omega_{H1}.$$

С другой стороны, если ионы движутся вдоль магнитного поля со скоростями, заключенными в интервале

$$v_1 - u \leq v_z \leq v_1 + u,$$

т. е. имеют некоторый тепловой разброс u , то неустойчивость исчезает при выполнении следующего неравенства:

$$1 - \frac{m^2 \omega_{H1}^2}{\omega_{pe}^2} > \frac{m_e}{2M} \frac{m^2 \omega_{H1}^2}{k_z^2 u^2} J_m^2 \left(\frac{k_x v_0}{\omega_{H1}} \right) \quad (24)$$

для $\beta^2 \ll 1$ и $k_z v_1 \ll m \omega_{H1}$.

Аналогично, используя дисперсионное уравнение (5), можно показать, что если распределение ионов по скоростям имеет вид

$$f_1^0 = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_{T1}^3} e^{-\frac{v^2}{2v_{T1}^2}},$$

а электроны холодные ($T_e = 0$), то приближенно при $\frac{T_1}{T_{||}} > 10$ и $\omega - m \omega_{H1} > \sqrt{2} k_z v_{||}$

получаются результаты, с точностью до множителей совпадающие с приведенными выше выражениями (11), (17), (18). Поэтому для качественного сравнения теоретических и экспериментальных данных можно воспользоваться результатами вычислений, полученными для распределения ионов в виде δ -функции, если окажется, что для ионов в «Огре» выполняется неравенство $\frac{T_1}{T_{||}} > 10$,

где $T_{||}$ — средняя кинетическая энергия поперечного движения ионов.

Результаты эксперимента

Более ранние измерения напряженности электрических полей на циклотронных частотах молекулярных и атомарных ионов, проведенные на «Огре» с помощью анализатора

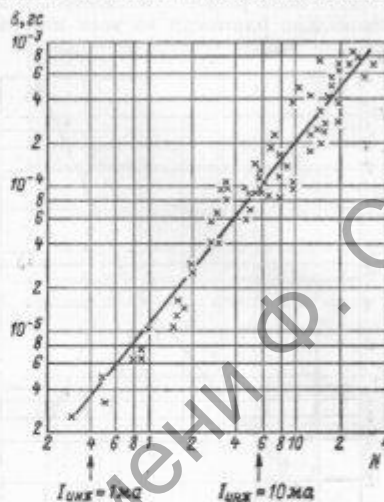


Рис. 1. Зависимость величины магнитного поля, измеренного петлевой антенной на частоте $f_1 = 2,2$ МГц, от плотности быстрых ионов N ($E = 160$ кэВ; $I_{упр} = -1,5$ кА; $I_{ионх} = 0,5-110$ мА; $p = (1 \div 6) \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.; $U_c = 0$).

спектра [6], показали нетривиальный характер зависимости амплитуды высокочастотного поля от плотности быстрых частиц [7]. Напряженность поля на циклотронной частоте ионов H_2^+ с увеличением их плотности растет около значения тока инжекции $I_{ионх} > 10$ мА сильнее, чем для токов ≤ 10 мА, хотя зависимость суммарной плотности быстрых ионов от тока в этой области не имеет никакой особенности, а плотность атомарных ионов перестает расти.

Для выяснения природы возникновения колебаний поля на циклотронных частотах были проведены специальные исследования. С помощью петлевой антенны, помещенной в центральную часть камеры «Огры», изме-

рена магнитная составляющая поля. Зависимость величины магнитного поля на циклотронной частоте молекулярных ионов ($f_1 = 2,2 \text{ МГц}$) от плотности быстрых ионов N (в относительных единицах) приведена на рис. 1. Для такого же режима была получена зависимость от N сигнала, измеряемого пштыревой антенной (рис. 2). Из рисунков видно, что магнитная составляющая высокочастотного поля растет приблизительно пропорционально плотности во всем интервале

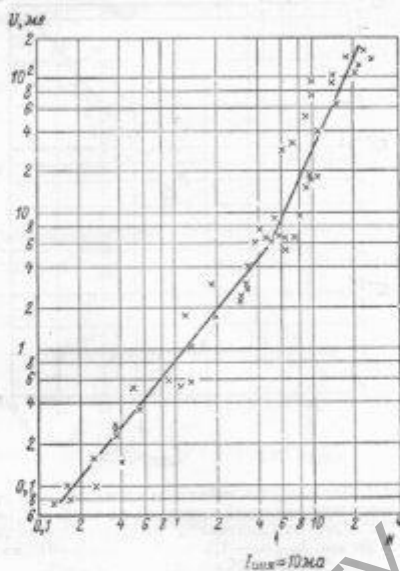


Рис. 2. Зависимость сигнала, принимаемого пштыревой антенной на частоте $f_1 = 2,2 \text{ МГц}$, от N ($E = 160 \text{ кэВ}$; $I_{\text{гип}} = -1,5 \text{ кА}$; $I_{\text{ни}} = 0,5 \div 1,0 \text{ мА}$; $p = (1 \div 6) \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$; $U_0 = 0$)

изменения. Электрическая составляющая поля при инжектируемых токах, больших $\sim 10 \text{ мА}$, растет сильнее, чем при меньших токах. Это может указывать на то, что начиная с некоторого значения N электрическая составляющая поля в плазме становится больше магнитной, т. е. вместе с электромагнитной волной существуют электрические поля (так называемые продольные колебания), связанные с колебаниями плотности плазмы. Линейный рост магнитного поля с увеличением плотности свидетельствует о

группировании ионов в сгустки. Известно, что электромагнитное поле излучения движущихся по окружности зарядов пропорционально их плотности в том случае, когда заряды сфазированы определенным образом (когерентное излучение).

Оценим величину магнитного поля, создаваемого ионами, движущимися по окружностям в свободном пространстве. Магнитное поле от одной частицы

$$H \approx \frac{e\omega_N Q_N}{cR^2} \sin \theta,$$

где ω_N и Q_N — соответственно частота вращения и радиус окружности, по которой происходит движение заряда e ; R — расстояние от центра окружности до точки наблюдения; θ — угол между осью вращения и прямой, соединяющей центр окружности с точкой наблюдения. Если $\omega_N = 1,4 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $Q_N = 25 \text{ см}$, $R = 10^2 \text{ см}$, $\theta = \frac{\pi}{2}$, то поле от одного иона H_1^*

$$H_1^* \approx 10^{-16} \text{ эд.}$$

При некогерентном излучении многих частиц $V \overline{H^2} \approx \sqrt{N_p}$, где N_p — полное число излучающих частиц. Для $N_p = 10^{14}$ (число ионов H_1^* в «Огре») $V \overline{H^2} \approx 10^{-8} \text{ эд.}$ Измеренные значения магнитного поля при плотности ионов $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ находятся в интервале $5 \cdot 10^{-9} \div 8 \cdot 10^{-4} \text{ эд.}$, что на четыре-пять порядков больше величины, полученной из приведенной выше оценки, справедливой для свободного пространства. В действительности ионы движутся в замкнутом металлическом объеме. Поэтому, вообще говоря, нужно было бы вычислить величину флуктуационного электромагнитного поля, создаваемого ионами, с учетом конкретных граничных условий. Так как эта задача связана со значительными математическими трудностями, а измеренные значения поля отличаются от сделанной оценки на несколько порядков, что трудно объяснить влиянием только граничных условий, то специальные расчеты в этом направлении не производились. Такое большое расхождение качественно можно объяснить, если предположить, что ионы группируются в сгустки и излучают когерентно. Инжектируемый в «Огру» ток молекулярных ионов не имеет выделенных частот в диапазоне выше $0,8 \text{ МГц}$. Более того, можно осуществить

такие режимы работы ионного источника, когда в спектре тока отсутствуют частоты выше 2 МГц. Однако и в этом случае антенны регистрируют сигнал на частоте $f_2 = 4,4$ МГц. Чтобы понять, почему молекулярные ионы в «Огре» могут группироваться в сгустки, и объяснить наблюдаемые зависимости высокочастотных электрического и магнитного

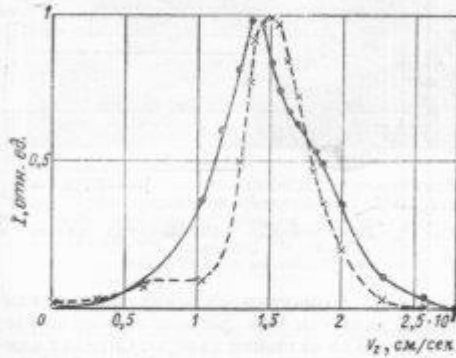


Рис. 3. Распределение ионов H_2^+ по продольным скоростям, измеренное в центральной части «Огря»:

— $I_{\text{инж}} = 100$ мА; --- $I_{\text{инж}} = 2$ мА.

полей от плотности ионов, необходимо привлечь некоторый механизм, ответственный за раскачку интенсивных колебаний на циклотронных частотах ионов. Таким механизмом может служить развивающаяся циклотронная неустойчивость, рассмотренная выше. О том, насколько анизотропна плазма, образующаяся при инжекции в «Огру» пучка молекулярных ионов, качественно можно судить по распределению ионов H_2^+ по продольным скоростям v_z , измеренному Ю. А. Кучеряевым и Д. А. Папиным с помощью коллимированного радиального зонда, помещенного в центральной части «Огря» (рис. 3). Если принять, что поперечная температура ионов $T_\perp$ равна их кинетической энергии $Mv_z^2/2$, а продольная температура $T_\parallel$ равна полуширине разброса ионов по скоростям в продольном направлении, то для ионов H_2^+ при $I_{\text{инж}} = 100$ мА получим $T_\perp/T_\parallel \approx 26$. Это значит, что при выполнении неравенства (11) в «Огре» может развиваться циклотронная неустойчивость.

Так как циклотронная частота ионов H_2^+ составляет $f_1 = 2,2$ МГц, то неравенство (11) выполняется при плотности электронов $n_e > 6 \cdot 10^4$ см $^{-3}$. Для выяснения существования границы неустойчивости плазмы в «Огре» были измерены величины электриче-

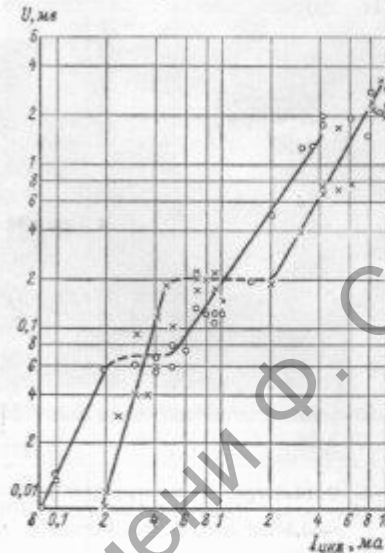


Рис. 4. Зависимость сигнала, принимаемого антенной от выжигиваемого тока ($E = 160$ кэВ; $I_{\text{упр}} = -1,5$ кэВ; $p = (0,5 \pm 3) \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., $U_0 = 0$):

○ — $f_1 = 2,2$ МГц; × — $f_2 = 4,4$ МГц.

ских полей при малых инжектируемых токах (рис. 4). Причем при $I_{\text{инж}} = 0,1$ мА и давлении в камере $p = 1 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. плотность плазмы примерно равнялась 10^4 см $^{-3}$ [8]. Измерения на частотах $f_1 = 2,2$ МГц и $f_2 = 4,4$ МГц показывают, что при увеличении тока от 0,1 мА сначала сильно возрастает сигнал на основной частоте f_1 , затем на циклотронной частоте протонов f_2 . Особенно резкое возрастание наблюдается на частоте f_2 , когда при изменении тока от 0,2 до 0,3 мА сигнал увеличивается примерно в шесть раз. Несмотря на большой разброс экспериментальных точек (см. рис. 4), видно, что после начального роста величина сигнала меняется мало, хотя плотность плазмы при этом растет линейно. Затем поле снова воз-

На рис. 5 приведена типичная осциллограмма спектра сигнала, приходящего на штыревую антенну. Подобные спектры можно наблюдать при подключении к анализатору любого другого датчика, помещенного в

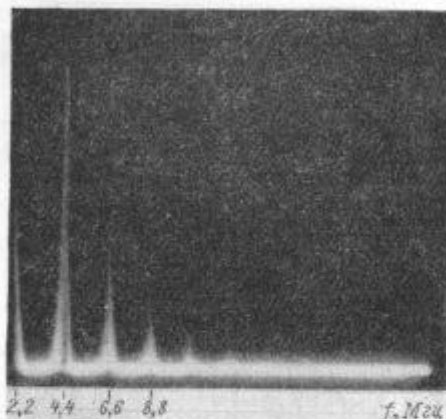


Рис. 5. Осциллограмма спектра электрического поля ($E=160$ кэ; $I_{\text{упр}}=-0,1$ кэ; $I_{\text{внш}}=100$ мк; $p=3,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.; $U_c=0$).

«Огрю». Величину электрического поля можно оценить по методу, предложенному Д. А. Павловым. А именно, если рассматривать антенну как металлическую поверхность, на которой наводятся заряды с поверхностной плотностью σ , то нормальный к поверхности компонент электрического поля $E = 4\pi\sigma$, где $\sigma = \frac{U}{\omega_H S R}$ (здесь U — измеряемое в опыте напряжение на сопротивлении R ; ω_H — частота изменения поля; S — площадь поверхности). В случае пятизвонной антенны получим $E = 5 \cdot 10^2 U$. Для наибольшего значения сигнала $U = 0,1$ в получим $E = 50$ в/с ($I_{\text{антенн}} \approx 120$ мА, $\rho \approx 3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.). Эта величина больше чем на два порядка превышает значение электрического поля $E = H = 0,24$ в/см, полученное из результатов измерений с помощью петлевой антенны.

Таким образом, произведенная оценка величин электрического поля еще раз под-

тврждает ранее сделанный на основании эксперимента вывод, что в «Огре» могут существовать продольные волны плотности. Чтобы определить их спектральный состав, были проведены эксперименты с серий пластинчатых антенн (всего 13 штук), установленных вдоль оси и по азимуту доушки

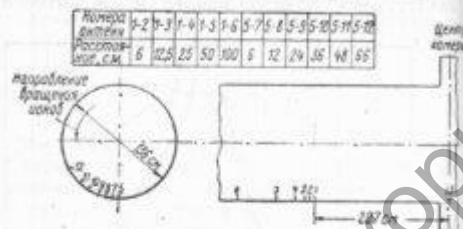


Рис. 6. Расположение пластинчатых антенн у «Огря».

(рис. 6). Антеннами служили медные пластины радиусом 1 см, расположенные на расстоянии 6 см от стенки камеры. Сигнал с каждой антенны по согласованному кабелю поступал на измерительный прибор. В этих опытах измерялось распределение электрического поля в плазме по оси и азимуту ловушки и регистрировались сдвиги фазы между сигналами, приходящими на две антенны на частоте $f_1 = 2,2$ МГц. Эксперименты показали, что в «Огре» существуют как «обегущие», так и «стоячие» волны плотности, амплитуда и длина которых зависят от режима работы (инжектируемого тока, давления, потенциала на сетках [8]). По азимуту волна бежит в направлении движения быстрых ионов. На рис. 7 видно, как сигнал на антенне 12 опережает сигнал, принимаемый антенной 5. Направление распространения волн вдоль оси ловушки не выделено и зависит от инжектируемого тока и давления. В некоторых режимах можно наблюдать две группы волн: одни бегут к центру, другие от центра ловушки (рис. 8). Таким образом, в плазме существуют волны, распространяющиеся под углом к внешнему магнитному полю H_0 . Наблюдавшиеся сдвиги фаз свидетельствуют о наличии в плазме сложной картины волн, которая изменяется во времени.

Сдвиги фазы регистрировались с помощью двухлучевого осциллографа ДЭО-1, на кото-

рый через узкополосный усилитель на 2,2 МГц поступали сигналы с двух антенн. Осцилло-

На экране осциллографа можно было видеть стационарную картину двух синусои-

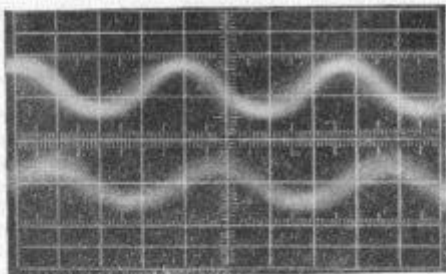


Рис. 7. Осциллограмма сдвига фазы между сигналами, приходящими на антенны 12 и 5 (верхний луч — антенна 12, нижний — антенна 5):
 $E=160$ кэ; $I_{\text{упр}}=1,5$ ка; $I_{\text{инж}}=20$ ма;
 $r=1,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., $U_0=0$

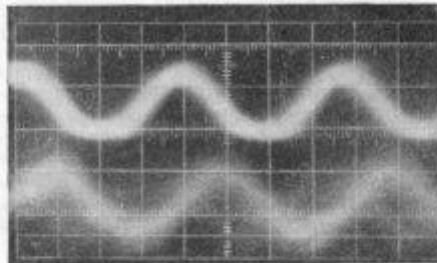


Рис. 8. Осциллограмма сдвига фазы между сигналами, приходящими на антенны 6 и 13 (верхний луч — антенна 6, нижний — антенна 13):
 $E=160$ кэ; $I_{\text{упр}}=1,5$ ка; $I_{\text{инж}}=20$ ма;
 $r=1,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., $U_0=0$.

граф запускался одним из сигналов (в таблице и на рисунках номер этой антенны указан вначале).

дальних сигналов, сдвинутых по фазе. Если сдвиг фазы меняется во времени, то на одном луче по-прежнему видна синусоида (сигнал,

Фазовые скорости и длины волны (потенциал сеток $U_0=0$)

$I_{\text{инж}}$ ма	Номера пластин	$I_{\text{упр}}=1,5$ ка			$I_{\text{упр}}=0,1$ ка		
		$\Delta\varphi$, градусы	λ , м	$v_{\text{ф}}$, 10^8 см/сек	$\Delta\varphi$, градусы	λ , м	$v_{\text{ф}}$, 10^8 см/сек
80	13-16	—	—	—	45	24	54
	13-1	—	—	—	30	24	54
	5-12	—	—	—	170	1,4	3,1
60	6-1	<30	>12	>27	—	—	—
	5-12	100	2,4	5,4	—	—	—
	13-6	0-180	>12	>27	0-90	>12	>27
50	13-1	—	—	—	0-60	>12	>27
	6-1	<30	>12	>27	<30	>12	>27
	5-12	120	2	4,5	120	2	4,5
30	13-6	90-145	8-24	18-54	—	—	—
	13-1	60	12	27	30	24	54
	1-6	—	—	—	<30	>24	>54
20	5-12	100-120	2,4-2,0	5,4-4,5	60	4	9
	13-6	0-90	>12	>27	45-180	>6	>13
	13-1	—	—	—	30-120	>6	>13
10	1-6	—	—	—	<30	>12	>26
	5-12	60	4	9	60-70	4-3,4	9-7,6
	13-6	90-130	9-18	20-40	180	6	13
5	13-1	60	12	27	120	6	13
	1-6	30	12	27	30-90	4-12	9-27
	5-12	0; 60	Нет; 4	Нет; 9	60	4	9
5	13-6	270	4	9	180	6	13
	1-6	70	5,1	11	—	—	—
	5-12	60	4	9	0	Нет	Нет

запускающий осциллограф), а на втором наблюдается размытая картина, означающая наложение на один кадр многих однократных измерений сдвигов фазы. Это свидетельствует о существовании в плазме целого спектра волн с циклотронной частотой.

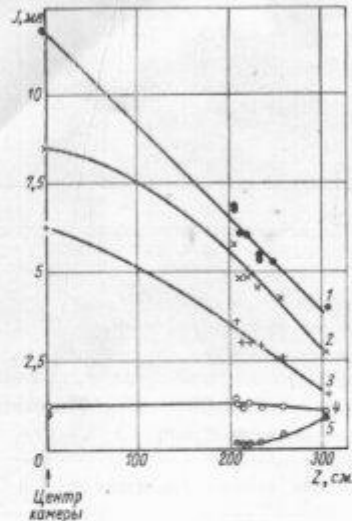


Рис. 9. Распределение электрического поля вдоль оси ловушки на частоте $f_1 = 2,2 \text{ МГц}$ ($E = 160 \text{ кВ}$; $I_{\text{упр}} = -0,1 \text{ кА}$; $p = (1,6 \div 2) \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$, $U_0 = 0$) при следующих значениях $I_{\text{инж}}$, мА: 1—30; 2—30; 3—20; 4—10; 5—5.

Измеренные сдвиги фазы и вычисленные соответствующие им длины волн и значения фазовых скоростей приведены в таблице. Длина волны вычислялась из соотношения $\lambda = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} x$, где $\Delta\varphi$ — сдвиг фазы; x — расстояние между антеннами, если предположить, что волна распространяется в одном направлении. При вычислении λ и фазовой скорости v_φ в случае, когда $\Delta\varphi < 60^\circ$, вообще говоря, необходимо учитывать существование двух бегущих навстречу друг другу волн.

Несмотря на большой разброс экспериментальных данных и малую точность измерения сдвига фазы (не лучше 20°), из таблицы можно установить некоторые закономерности. Во-первых, при уменьшении тока

длина волны, распространяющейся вдоль оси ловушки, уменьшается примерно от 24 до 4–6 м, а длина волны по азимуту увеличивается от 1,4 до 4 м (при малых токах сдвиг фаз по азимуту вообще не был зарегистрирован). Другими словами, по мере увеличения плотности в плазме возбуждаются все более косые волны ($k_z \neq 0$), что качественно согласуется с выражением (19), справедливым, строго говоря, для бесконечной плазмы.

Во-вторых, наблюдаемые длины волн по азимуту с точностью до ошибок измерений составляют примерно целую часть от длины окружности ($l = 4 \text{ м}$) с радиусом, на котором расположены антенны. При изменении инжектируемого тока длина волны меняется дискретно.

В-третьих, из таблицы и осциллограмм (см., например, рис. 8) следует, что по мере увеличения тока возбуждаются не отдельные волны, как при малых токах, а целый спектр волн с разными фазовыми скоростями.

Измерения амплитуды электрических полей вдоль оси и по азимуту ловушки показали, что в «Огре» существуют также стоячие волны (рис. 9). При инжектируемом токе 5 мА длина их вдоль оси ловушки меньше, чем при 50 мА, как и длина бегущих волн. По азимуту величина электрического поля в большинстве исследуемых режимов меняется слабо (в пределах 20%), т. е. в основном существуют бегущие волны. При подаче положительного потенциала на сетки, помещенные в пробках ловушки, величина поля и длина бегущих и стоячих волн также уменьшаются.

Выводы

Приведенные результаты эксперимента свидетельствуют о том, что в «Огре» может возникать и развиваться циклотронная неустойчивость. Более того, в настоящее время нам неизвестно другое возможное объяснение аномальных величин и зависимостей электрического поля на циклотронных частотах от плотности плазмы, которое бы в такой же степени подтверждалось экспериментально.

Существование в плазме волн плотности с разными фазовыми скоростями может привести к нагреву электронов и выходу их из ловушки. О том, что электроны плазмы могут взаимодействовать с электрическими вол-

нами, свидетельствуют опыты с электронным пучком, проведенные Ю. А. Кучеряевым и Д. А. Паповым [9], которые показали, что электроны пучка, проходящие через плазму вдоль магнитного поля, теряют или приобретают энергию при взаимодействии с волнами на циклотронных частотах ионов H_+^+ и H_-^+ .

Влияние циклотронной неустойчивости на ионы, с одной стороны, может привести к тому, что они, группируясь в сгустки, в результате нелинейных эффектов будут более эффективно взаимодействовать друг с другом, рассеиваясь и обмениваясь энергией. С другой стороны, существование перпендикулярных к внешнему магнитному полю электрических полей в циклотронных волнах может вызвать дрейф ионов поперек магнитного поля в случае, когда фазовая скорость таких волн близка к скорости ионов. Как видно из таб-

лицы, при некоторых режимах такая ситуация возможна. Для более детального выяснения влияния циклотронной неустойчивости на уход ионов и электронов из ловушки требуются дальнейшие исследования.

Автор пользуется возможностью выразить глубокую благодарность И. Н. Головину за постоянный интерес к работе и ценные замечания, высказанные при обсуждении результатов эксперимента, Е. П. Велихову за помощь при проведении расчетов, А. Н. Кархону и В. Ф. Нефедову за помощь при проведении измерений на «Огре». Плодотворные обсуждения опытов и результатов расчета с коллективом физиков, работающих на «Огре», помогли выяснить физическую картину явлений.

Поступила в Редакцию 12/XI 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Веденов, Р. З. Сагдеев. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 278.
2. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 181 (1960).
3. А. В. Тимофеев. Там же, 39, 397 (1960).
4. E. Haggis. Phys. Rev. Lett., 2, No. 2, 34 (1959).
5. К. Н. Степанов, А. Б. Кицейко. «Ж. техн. физ.», 31, 167 (1961).
6. А. Н. Кархон. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 115 (1961).
7. А. Е. Бажанова, В. Т. Карпухин, А. Н. Кархон, В. И. Кистунович. Доклад № 212, представленный на Международную конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Вальдбург, МАГАТЭ, 1961.
8. Г. Ф. Богданов, И. Н. Головин, Ю. А. Кучеряев, Д. А. Папов. Доклад № 210, представленный на Международную конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Вальдбург, МАГАТЭ, 1961.
9. U. A. Kucheryaev, D. A. Papov. J. Nucl. Energy, Part C, в печати.

