

5.94

Администрация Советов

т. 4, стр 165, 1964.

Как показано в работе [1] по неустойчивости, для малочисленной плазмы возможны возбуждения "универсальной" неустойчивости. Неустойчивость должна развиваться как в плазме малой плотности (длина волны порядка длины радиуса сечения), так и в плазме высокой плотности (длина волны порядка длины радиуса сечения).

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Н.С. Бучельникова

Препринт.

"УНИВЕРСАЛЬНАЯ" НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ.

гор. Новосибирск - 1963 год

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

+
v

Как показано в ряде работ /1/ - /6/ в плазме, неоднородной по плотности, при наличии магнитного поля возможно возбуждение "универсальной" неустойчивости. Неустойчивость должна развиваться как в плазме малой плотности (длина свободного пробега больше размеров системы), так и в плотной плазме.

Неустойчивость развивается на волнах почти перпендикулярных к магнитному полю, но имеющих составляющую вдоль поля, при частотах

$$\omega \approx k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$$

где k_y - составляющая волнового вектора, перпендикулярная магнитному полю, T - температура в энергетических единицах, H - магнитное поле, n - плотность плазмы, n' - градиент плотности плазмы.

Естественно, что в случае ограниченной плазмы, когда k_y определяется длиной окружности плазменного цилиндра, должны возбуждаться только те частоты, для которых $m\lambda = 2\pi R$, где λ - длина волны, R - радиус плазменного цилиндра.

Согласно /6/ инкремент нарастания обратно пропорционален k_x для малых и k_x^2 для больших плотностей (k_x - составляющая волнового вектора, параллельная магнитному полю). Отсюда следует, что наиболее вероятна раскачка длинных волн.

В описанном ниже эксперименте была обнаружена неустойчивость неоднородной по плотности сильноионизованной калиевой плазмы, находящейся в магнитном поле. Неустойчивость проявлялась в возбуждении колебаний с частотами первой гармоники порядка нескольких кГц. Возбуждаемая волна представляет собой бегущую волну по азимуту с $\lambda \sim 2\pi R$ и стоячую волну по оси с $\lambda/2 \sim L$ (L - длина системы). Колебания такого же типа были обнаружены недавно в работе /7/.

Калиевая плазма образуется при поверхностной ионизации пучка нейтральных атомов калия на вольфрамовой пластине, нагретой до температуры 2000°K . Нагрев осуществляется электронной бомбардировкой.

Магнитное поле направлено вдоль оси установки. Пределы изменения поля 0-1600 эрст; неоднородность поля по оси не превышает 3%, по азимуту 0,1%.

Плазма имеет вид цилиндра диаметром $2R = 4$ см, длиной $L = 36$ см, ограниченного по торцам нагретыми вольфрамовыми пластинами. Плотность плазмы максимальна на оси и падает по радиусу. При $r=R$ плотность практически равна нулю. Плотность плазмы может меняться в пределах $10^8 - 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Остаточное давление $5 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. При этом степень ионизации для $n \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ составляет 1-10 %, для $n \sim 10^{10} - 10^{11}$ больше 20 - 40 %. Во всех случаях плазму можно считать сильноионизованной, т.к. даже для степени ионизации 1 % число электрон-ионных столкновений превосходит число столкновений электрон-нейтрал \sim на два порядка.

Измерение плотности производится двойным зондом, прокалиброванным с помощью 8 мм-интерферометра. Зонд может перемещаться по оси на расстояние 27 см и по радиусу. Колебания измеряются с помощью этого же подвижного зонда и нескольких неподвижных (рис.1).

Спектр колебаний анализируется с помощью селективного микровольтметра В6-2 с чувствительностью $1 \mu\text{V}$. При измерении разбига фаз сигнал зонда подается на микровольтметр, используемый в качестве усилителя, а затем на двухлучевой осциллограф.

В описанной системе вблизи нагретой пластины образуется ионный или электронный слой в зависимости от соотношения потока нейтральных атомов, определяющего поток ионов, и температуры пластины, определяющей поток электронов. Можно предполагать, что возбуждение колебаний связано с наличием слоев. Тогда возбуждение или характер колебаний должны меняться при изменении слоя. Была проведена тщательная проверка возбуждения и характера колебаний в разных режимах, особенно таких, когда должен образовываться электронный слой.

В режимах, когда имеется избыток электронов, поток ионов со стенки равен потоку ионов из плазмы и следовательно по температуре стенки и плотности плазмы можно оценить поток ионов J_i и электронов $J_{эл}$ со стенки. Если $J_{эл} > J_i$, вблизи стенки должен образоваться электронный слой.

Если теперь уменьшать температуру пластины, не меняя потока нейтральных (плотность плазмы при этом падает, хотя поток ионов со стенки остается постоянным), то мы должны попасть в режим, когда образуется ионный слой. В таблице I приведены характерные примеры.

Т а б л и ц а I.

№	$n \text{ см}^{-3}$	$T \text{ }^\circ\text{K}$	$\frac{n v_{th} \text{ ион}}{4 \text{ см}^2 \text{ сек}}$	$J_{эл} \frac{\text{эл-н}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$
1.	$1 \cdot 10^8$	1800	$2 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$
2.	$1 \cdot 10^9$	2060	$3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{16}$
3.	$1 \cdot 10^{10}$	2060	$3 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{16}$
4.	$8 \cdot 10^{10}$	2350	$2 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{18}$
5.	$9 \cdot 10^9$	1750	$2 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$

В режимах 1-4 $J_{эл} \gg J_u$, т.е. должен существовать электронный слой. В режиме 5 $J_{эл} \sim J_u$, уменьшая температуру при том же потоке нейтральных, переходим в область ионного слоя.

Возбуждение колебаний наблюдалось во всех режимах, характер их не менялся. Таким образом, можно утверждать, что возбуждение колебаний не связано с наличием слоев вблизи поверхности нагретой пластины.

Возбуждение колебаний наблюдается как в плазме малой плотности $n \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ (длина свободного пробега $\ell > \Delta$), так и в плотной плазме при $n \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($\ell < \Delta$).

Типичный спектр колебаний приведен на рис.2. Обычно наблюдается 3-4 гармоники, при $n \sim 3-8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ удается наблюдать 5-ю и 6-ю гармоники. Частота первой гармоники лежит в диапазоне 5-10 кгц.

Была проверена зависимость частоты колебаний от магнитного поля. Измерения проводились при плотностях $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. При этом $\ell \sim \Delta$, число столкновений мало и диффузии практически нет. Вследствие этого плотность плазмы и распределение ее по радиусу не зависят от магнитного поля, т.е. n/n_0 и k_y остаются постоянными. При этих условиях частота меняется обратно пропорционально магнитному полю (рис.3).

Измерялся сдвиг фаз по азимуту с помощью четырех неподвижных зондов, расположенных под углом 90° друг к другу, и подвижного зонда делившего угол между неподвижными пополам. Зонды располагались на окружности диаметром 3 см (рис.1).

Было показано, что наблюдается бегущая волна с $\lambda = a = 2\pi R$, $\frac{a}{2}$ и $\frac{a}{3}$ для трех гармоник соответственно.

В таблице 2 приведены наблюдавшиеся сдвиги фаз $\Delta\varphi$ для разных гармоник, в таблице 3 ожидаемые $\Delta\varphi$ для $\lambda = a$, $\frac{a}{2}$, $\frac{a}{3}$. Следует отметить, что при измерении неподвижными зондами $\Delta\varphi = 2\pi, 3\pi, \frac{3}{2}\pi$ неотличимы от $\Delta\varphi = 0, \pi, \frac{\pi}{2}$ соответственно.

Т а б л и ц а 2.

f кгц	I - II 90°	I - III 180°	I - IV 270°	I - подв. зонд 45°
8,2	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{4}$
16,5	π	0	π	$\frac{\pi}{2}$
25	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3}{4}\pi$

Т а б л и ц а 3.

λ	90°	180°	270°	45°
a	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{4}$
$\frac{a}{2}$	π	2π	π	$\frac{\pi}{2}$
$\frac{a}{3}$	$\frac{3}{2}\pi$	3π	$\frac{3}{2}\pi$	$\frac{3}{4}\pi$

Все измерения проводились с помощью цилиндрических зондов диаметром 0,5 мм, длиной 5-6 мм. Можно ожидать, что такие зонды не регистрируют короткие волны с длиной волны порядка размеров зонда. Для проверки этого предположения был использован зонд диаметром 0,08 мм и длиной 0,7 мм. Никаких новых эффектов обнаружено не было, откуда следует, что волны более короткие, чем наблюдавшиеся, в системе не возбуждаются.

При движении зонда вдоль оси сдвига фаз обнаружено не было, следовательно бегущей волны нет. Амплитуда колебаний меняется вдоль оси и имеет максимум посередине, что указывает на существование стоячей волны с

$\frac{\lambda}{2} \sim \angle$ (рис.4). Такое распределение амплитуд наблюдается для всех гармоник и при малых и при больших плотностях. Следует обратить внимание, что $\frac{\lambda}{2}$, повидимому, несколько меньше \angle (рис.4). Это еще раз указывает на то, что пристеночный слой не играет роли в возбуждении колебаний

При измерении распределения амплитуд по радиусу было найдено, что характер распределения может быть различным для разных гармоник. Наблюдались распределения с числом максимумов от одного до четырех, наиболее часто наблюдается распределение с двумя максимумами. Характерный пример приведен на рис.5, на этом же рисунке показано характерное распределение плотности по радиусу.

Было найдено, что при изменении плотности или магнитного поля частоты гармоник плавно изменяются в пределах 2-3 кгц, причем вид распределения амплитуд по радиусу сохраняется. После перехода некоторых критических параметров частоты скачком изменяются, одновременно изменяется и радиальное распределение амплитуд.

Была снята зависимость амплитуды колебаний от плотности (рис.6). Амплитуда колебаний растет с ростом плотности, достигает максимума при $n \sim 5-8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и затем падает. Характер зависимости амплитуды от плотности одинаков для всех гармоник.

Следует отметить, что с помощью зондов, повидимому, наблюдаются колебания плотности, а не электрического поля. Во всяком случае зонд, экранированный стеклом, практически не принимает колебаний.

Проведенные эксперименты показывают, что возбуждение наблюдаемых колебаний не связано с наличием слоев на нагретых пластинах.

Частоты колебаний лежат в диапазоне, описываемом формулой

$\omega = K_y \frac{CT}{eH} \frac{n'}{n}$ и меняются обратно пропорционально магнитному полю. Действительно, если считать $\frac{n'}{n} \sim \frac{1}{R}$, $K_y \sim \frac{2\pi}{R}$, то для $R = 2$ см, $T = 2000^\circ\text{K}$ и $H = 1000$ эрст. находим $f = \frac{\omega}{2\pi} = 5$ кгц, что согласуется с экспериментом.

Показано, что возбуждаемая волна является бегущей по азимуту и имеет составляющую вдоль магнитного поля. В плазменном цилиндре, ограниченном с торцов, эта волна является стоячей. В соответствии с условием максимальной инкремента наблюдается возбуждение наиболее длинной возможной в системе волны. Фазовая скорость волны лежит между ионной и электронной тепловыми скоростями. Действительно $v_{\varphi} = 2Lf$ $4 \cdot 10^5$, $8 \cdot 10^5$ и $1,2 \cdot 10^6$ $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$ для первой - третьей гармоник соответственно, $v_i \sim 9 \cdot 10^4$ $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$ и $v_e \sim 3 \cdot 10^7$ $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Некоторые сложности представляет объяснение зависимости амплитуды колебаний от плотности. Действительно инкремент нарастания колебаний для рассматриваемой неустойчивости не зависит от плотности $\gamma = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\omega^2}{k_z v_i} K_y^2 \tau_i^2$ /5/. Для объяснения роста амплитуды колебаний с плотностью следует воспользоваться нелинейной оценкой, приведенной в /6/. При этом следует помнить, что измеряется амплитуда колебаний плотности n , а не электрического поля E_1 . Проведенная в /6/ оценка E_1 с учетом роста колебаний за счет неустойчивости и переноса энергии по спектру при нелинейном взаимодействии колебаний показывает, что E_1 не зависит от плотности. Поскольку для рассматриваемых колебаний $n_1 \sim n_0 e^{\gamma t}$, где $\gamma = \frac{E_1}{k_z}$, видно, что n_1 должно расти с плотностью.

При плотностях больше $5 \cdot 10^{10}$ см^{-3} рост числа столкновений приводит к тому, что ионы становятся незамагниченными. Действительно, при $n \sim 5 \cdot 10^{10}$ см^{-3} и $H = 1000$ эрст $\omega \tau_i \sim 10$, при $n \sim 5 \cdot 10^{11}$ см^{-3} $\omega \tau_i \sim 1$. (ω - ионная циклотронная частота, τ_i - время ионных столкновений). Естественно, что неустойчивость при этом должна затухать.

Как уже говорилось, колебания такого же типа наблюдались в работе /7/. Авторы пришли к выводу, что возбуждение этих колебаний связано с наличием ионного слоя на поверхности нагретой пластины. Однако данные, приведенные в подтверждение этого предположения, не являются достаточно убедительными и, возможно, связаны с недостаточной чувствительностью измерений. К сожалению, авторы не приводят данных о чувствительности использованной ими аппаратуры.

Таким образом, описанные эксперименты показывают, что наблюдавшаяся неустойчивость может быть отождествлена с "универсальной" неустойчивостью неоднородной плазмы в магнитном поле.

Выражаю благодарность А.А.Галееву, С.С.Моисееву, В.Н.Ораевскому и Р.З.Сагдееву за обсуждение результатов, Э.М.Смокотину за помощь в проведении экспериментов, В.Г.Филоненко и В.Н.Зайцеву за проектирование установки, В.В.Панину и Г.А.Новосельцеву за наладку установки.

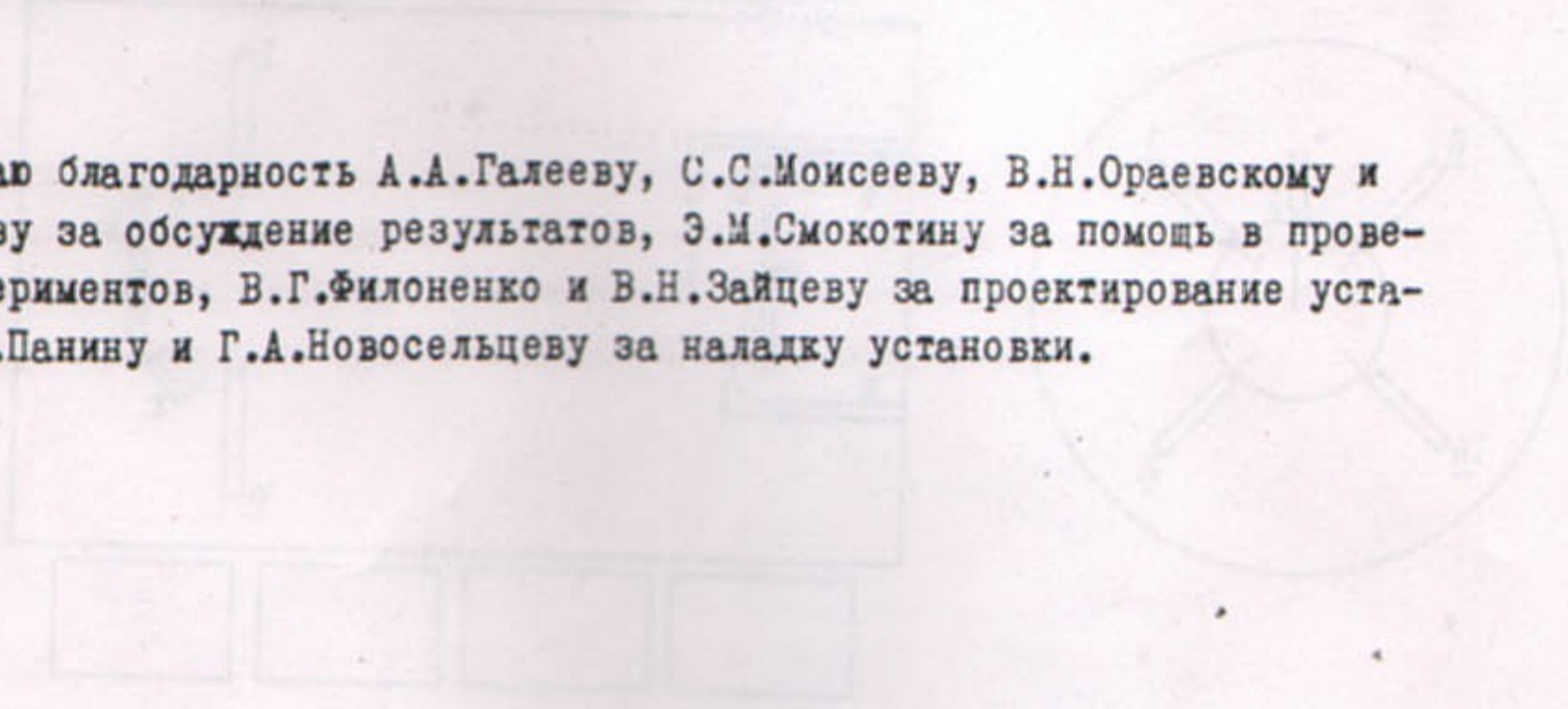


Рис. 1. Схема установки.
1 - камера магнитного поля; 2 - измерительная система; 3 - система питания; 4 - система управления.

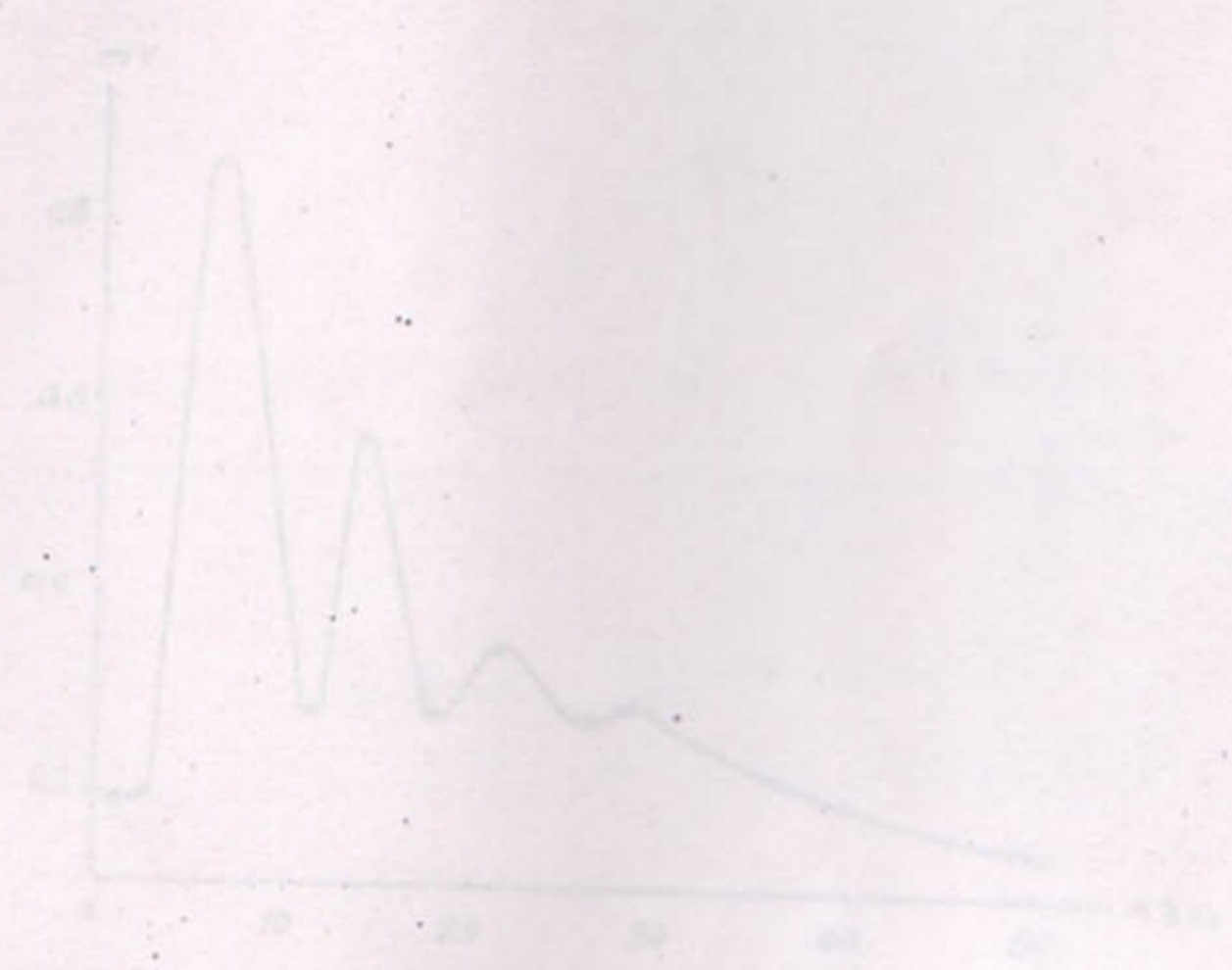


Рис. 2. Спектр колебаний.
 $\nu = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $H = 1000 \text{ эрг}$.

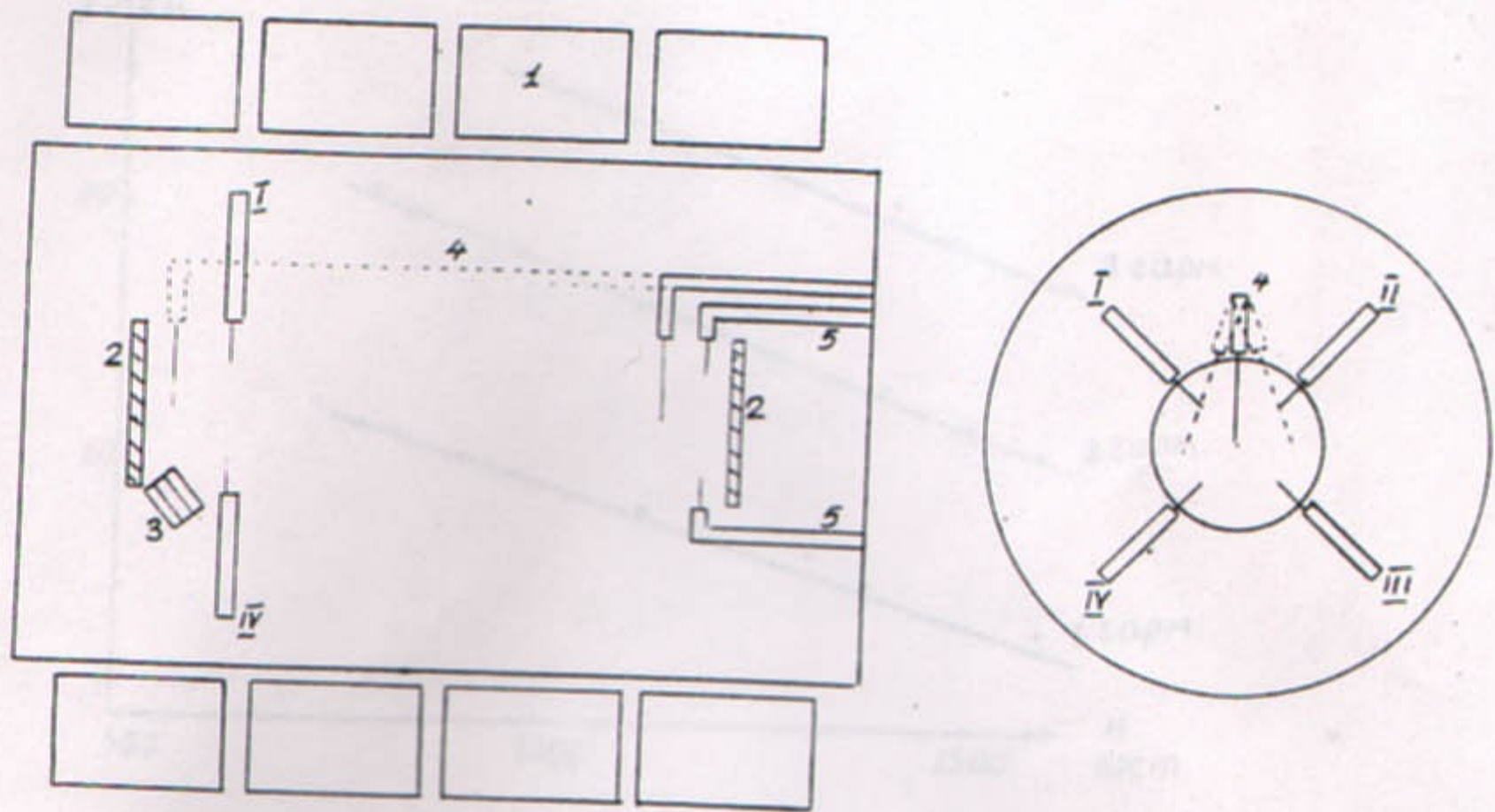


Рис.1. Схема установки.
I - катушки магнитного поля; 2 - вольфрамовые пластины; 3 - напылитель; 4 - подвижной зонд;
5 - I-IV - одиночные зонды.

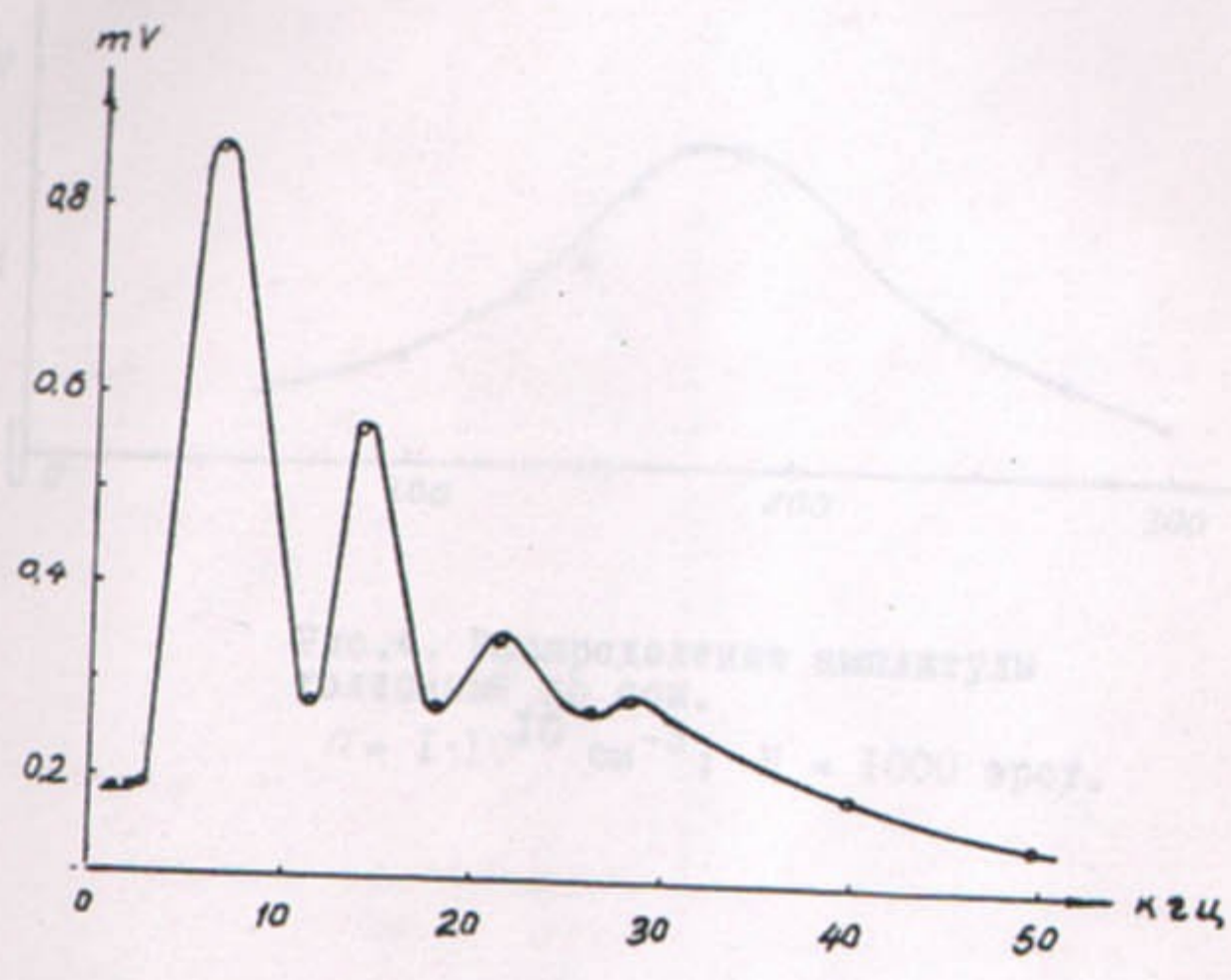


Рис.2. Спектр колебаний.
 $n = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 1000 \text{ эрст.}$

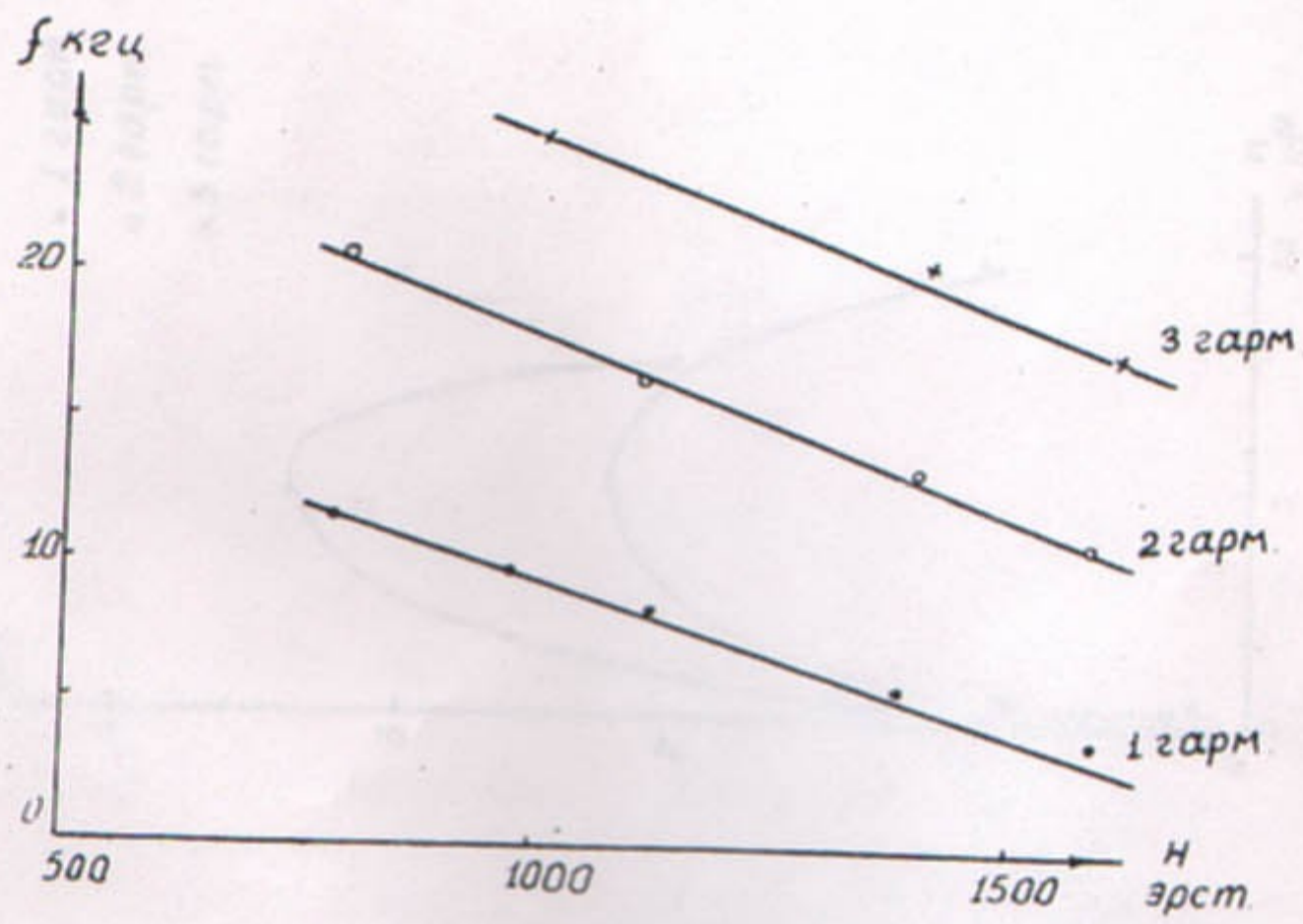


Рис.3. Зависимость частоты колебаний от магнитного поля.
 $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

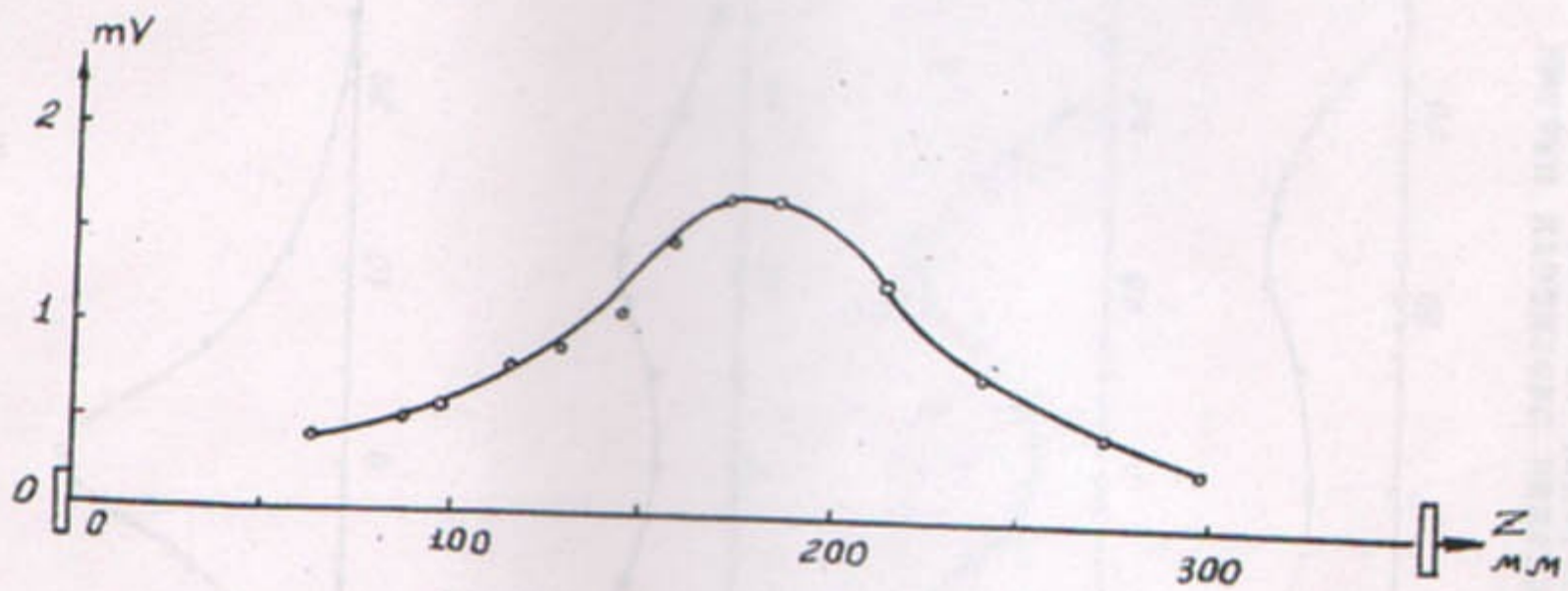


Рис.4. Распределение амплитуды колебаний по оси.
 $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $H = 1000 \text{ эрст.}$

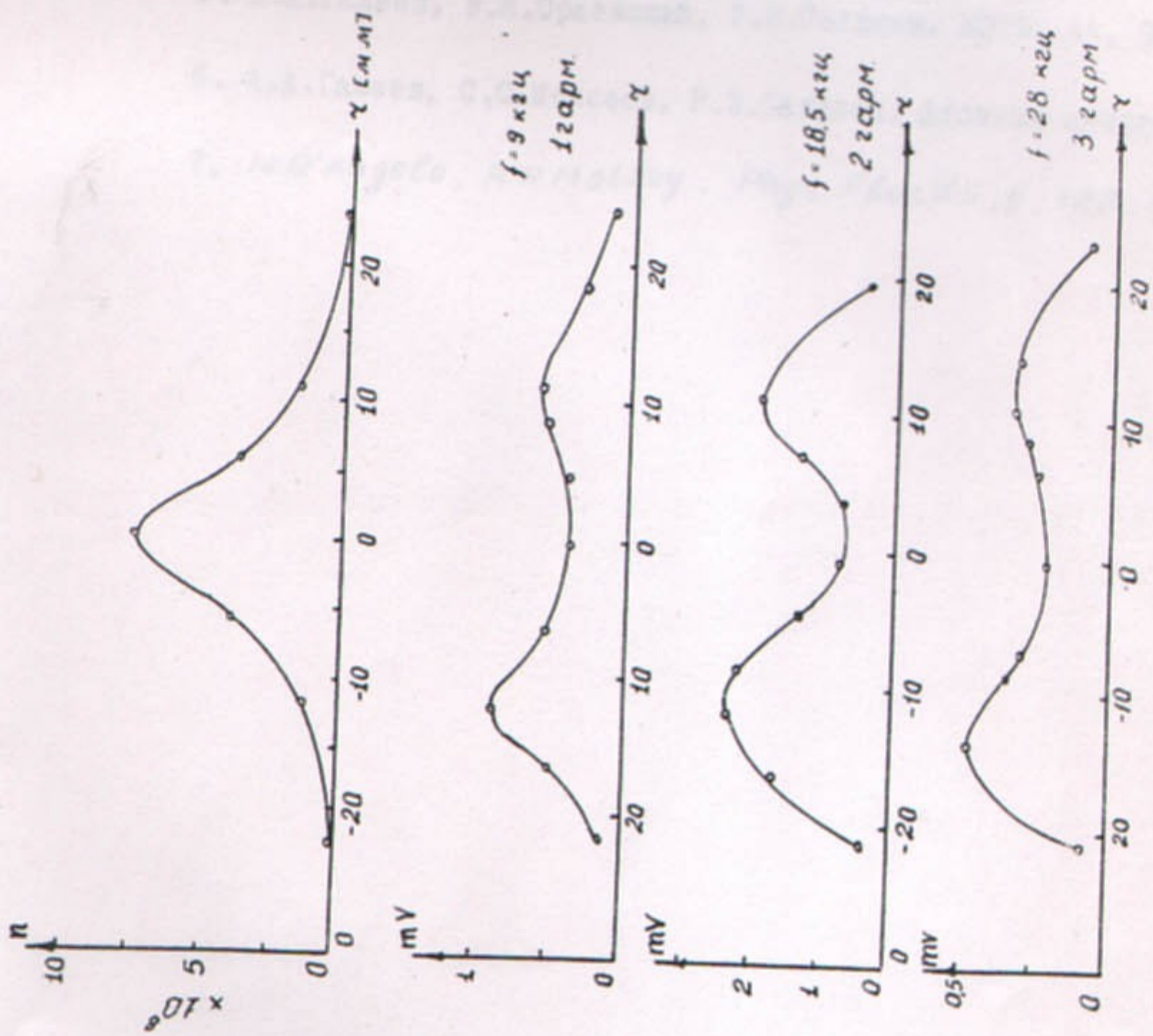


Рис. 5. Распределение плотности плазмы и амплитуды колебаний по радиусу.
 $n = 8 \cdot 10^8$ см⁻³; $H = 1000$ эрст.

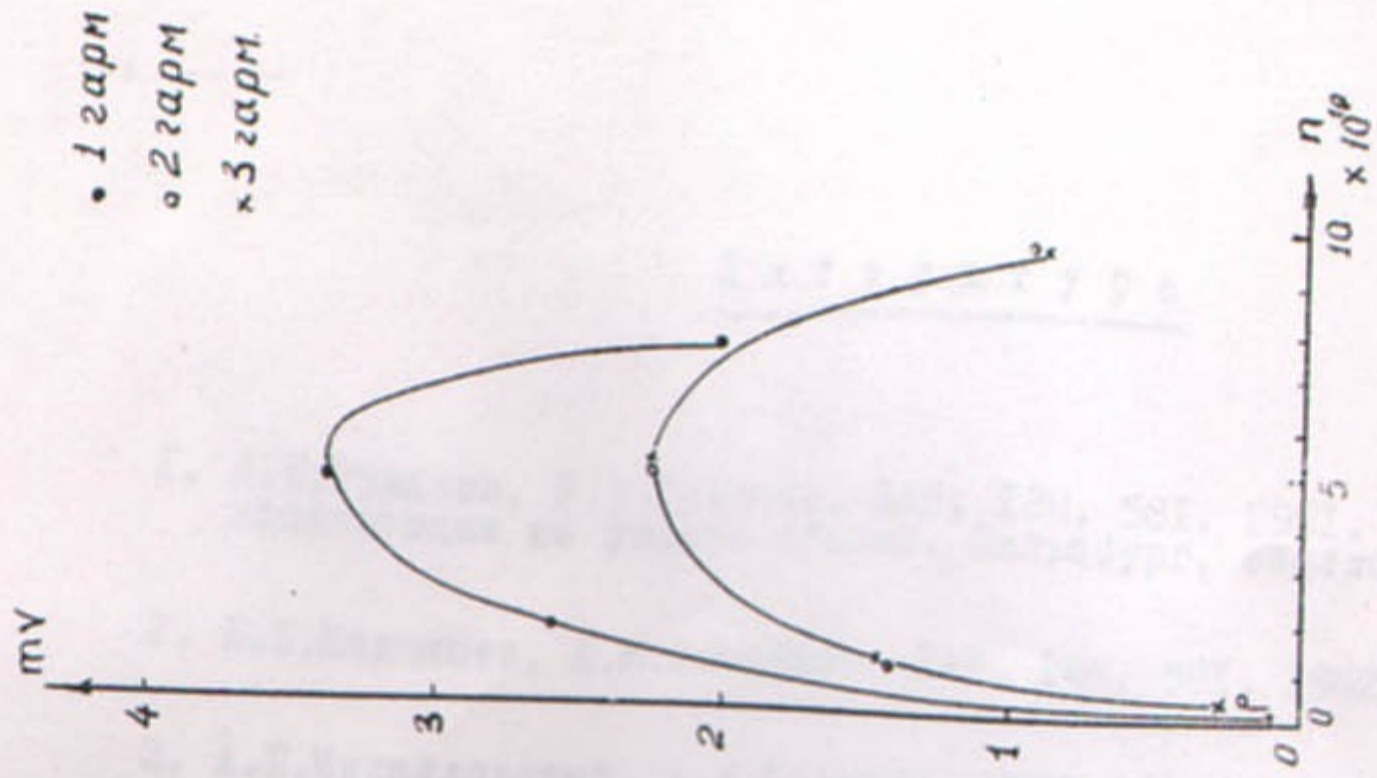


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний от плотности.
 $H = 1000$ эрст.

Л и т е р а т у р а

1. Л.И.Рудаков, Р.З.Сагдеев. ДАН, 138, 581, 1961. Доклад на конференции по физике плазмы, Зальцбург, сентябрь 1961 г.
2. Б.Б.Кадоццев, А.К.Тимофеев. ДАН, 146, 581, 1962.
3. А.Б.Михайловский, Л.И.Рудаков. ЖЭТФ, 44, 912, 1963.
4. С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 763, 1963.
5. А.А.Галеев, В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 903, 1963.
6. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атомная энергия № 12, 1963.
7. N.D'Angelo, R.W.Motley. *Phys. Fluids*, 6, 422, 1963.