

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР.

препринт 27

Н.С.Бучельникова, Р.А.Салинов

Неустойчивость сильно неоднородной плазмы

НОВОСИБИРСК 1966

А Н Н О Т А Ц И Я

Продолжено исследование неустойчивости сильно неоднородной плазмы /1/. Найдено, что частота колебаний не зависит от магнитного поля и обратно пропорциональна полуширине столба плазмы. Азимутальная фазовая скорость одинакова для всех гармоник и близка к скорости ионного звука. Исследовано состояние плазмы при больших амплитудах колебаний, показано, что плазма в этом случае является сильнотурбулентной.

В В Е Д Е Н И Е

Целью настоящей работы явилось дальнейшее изучение неустойчивости сильнонеоднородной плазмы /1/ и исследование состояния плазмы при развитии этой неустойчивости. Аналогично /2/ мы называем сильнонеоднородной плазму, в которой ларморовский радиус ионов ρ_i сравним с размером неоднородности $\mathcal{R} = \left(\frac{n'}{n}\right)^{-1}$ (здесь n, n' - плотность плазмы и её градиент), т.е.

$$\rho_i \gtrsim \mathcal{R} \sim R, \text{ где } R - \text{ радиус столба плазмы.}$$

Ранее было показано /1/, что неустойчивость проявляется в возбуждении азимутальных волн, имеющих составляющую вдоль магнитного поля, причем длины волн гармоник кратны длине окружности плазменного цилиндра. Частота колебаний практически не зависит от магнитного поля, так что волны не являются дрейфовыми.

Неустойчивости сильнонеоднородной плазмы были рассмотрены теоретически в работах /2-6/. При этом в работах /4,5/ для бесстолкновительной плазмы найдена ионно-звуковая ветка, развивающаяся на косых волнах $\exp i(\omega t + k_y y + k_z z)$ с частотами $\omega \sim k_y \sqrt{\frac{T_e}{M}}$, где k_y, k_z - составляющие волнового вектора, параллельная и перпендикулярная магнитному полю, $\sqrt{\frac{T_e}{M}} = c$ - скорость ионного звука в случае $T_e \gg T_i$; T_e, T_i - температура электронов и ионов, M - масса ионов.

Подобная ветка исследована в работе /6/ при учете амбиполярного потенциала, возникающего вследствие разделения зарядов при больших ρ_i ($\rho_i \gg R$). Наличие этого потенциала приводит к тому, что неустойчивыми становятся не только косые, но и чисто азимутальные волны, причем для первой гармоники $\omega \sim \mathcal{R} \sqrt{\frac{\varphi_0}{M}}$, где $\varphi_0 \sim T_e$ - амбиполярный потенциал. Отметим, что более точное выражение для ω в этом случае содержит коэффициент ~ 2 .

В настоящей работе показано, что наблюдаемую неустойчивость можно отождествить с ионно-звуковой /4-6/. Действительно, найдено, что частоты гармоник обратно-пропорциональны полуширине столба плазмы, а фазовая скорость азимутальных волн близка

к скорости ионного звука $c = \sqrt{\frac{\gamma T_e + \gamma T_i}{M}}$, где

γ — показатель адиабаты (напомним, что в нашем случае $T_e \sim T_i$).

Кроме того, в работе исследовано состояние плазмы при развитии неустойчивости. При этом следовало рассматривать следующие возможности:

1. Состояние плазмы не является турбулентным, за счет неустойчивости возбуждаются стационарные (нелинейные) волны. При этом колебания должны быть регулярными (когерентными), а сдвиги фаз в разных точках столба плазмы стационарными.

2. Состояние плазмы является слаботурбулентным. При этом колебания хаотические (шумовые), но вследствие малости взаимодействий существенные изменения амплитуды или фазы происходят за времена, большие по сравнению с периодом колебаний ("время жизни" волновых пакетов велико).

3. Состояние плазмы является сильнотурбулентным. Колебания шумовые. Вследствие сильных взаимодействий существенные изменения амплитуды и фазы происходят за времена порядка нескольких периодов колебаний ("время жизни" мало).

Следует отметить, что в качестве параметра, характеризующего турбулентность обычно употребляется расстояние, на котором теряется корреляция фаз колебаний. В случае ограниченной системы для длинноволновых колебаний ($\lambda \sim 2\pi R$) такое "пространственное" рассмотрение неприменимо и более целесообразным кажется "временное" рассмотрение, при котором параметром является "время жизни" волнового пакета, измеренное в данной точке.

Оказалось, что в нашем случае, когда амплитуды колебаний велики ($\tilde{n}/n \sim 1$), колебания являются шумовыми, причем "время жизни" составляет $\sim 5-10$ периодов. Таким образом, можно утверждать, что состояние плазмы является сильнотурбулентным.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема установки приведена на рис. I.

Плазма образуется при поверхностной ионизации атомов калия на нагретой \sim до 2000°K вольфрамовой пластине (ионизаторе). Диаметр пластины $2R = 2\text{ см}$. Нагрев её осуществляется с помощью электронной бомбардировки. В этом заключается отличие

эксперимента от /I/, где в качестве ионизатора использовалась спираль прямого накала, причем разность потенциалов на её концах достигала 30 В .

Направленный поток нейтралов из напылителя создается с помощью пакета никелевых трубок длиной $0,7\text{ см}$ и внутренним диаметром $0,06\text{ см}$.

Плазма представляет собой цилиндр с плотностью, максимальной на оси и спадающей по радиусу. Столб плазмы ограничен по длине ($z = 20\text{ см}$) ионизатором и экраном, который находится под плавающим потенциалом.

Эксперименты проводились при магнитных полях $400-1200\text{ эрст}$ ($\rho_i \sim 1-0,3\text{ см}$) и плотности плазмы $10^7-5 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$. Остаточное давление в камере $\sim 1 \cdot 10^{-6}\text{ мм рт.ст.}$, так что во всем диапазоне плотностей плазму можно считать сильно ионизованной. При плотностях $\sim 10^9\text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений больше размеров системы, т.е. плазма является бесстолкновительной.

Плотность плазмы и температура электронов измерялись двойными зондами диаметром $0,05\text{ см}$ и длиной $0,2\text{ см}$. Было найдено, что $T_e \sim 0,5\text{ эв}$. При исследовании колебаний использовались одиночные зонды I-VI (рис. I) таких же размеров, как и двойные. Зонд VI мог вращаться по окружности радиусом 1 см .

Спектральные измерения проводились с помощью селективных микровольтметров (усилителей) В6-2 (полоса пропускания на уровне $0,7 \sim 20\%$ от измеряемой частоты) и В6-1 (полоса пропускания $1-10\text{ кгц}$) с чувствительностью $\sim 1\text{ мВ}$. Следует отметить, что оба прибора измеряют эффективную амплитуду колебаний.

Направление распространения волны, длина волны определялись по сдвигу фаз сигналов с соответствующих зондов.

Для измерения "времени жизни" полный сигнал с зонда или сигнал на заданной частоте (выделенный из полного селективным усилителем) подавался на осциллограф в режиме однократного запуска.

Для выяснения вопроса о том, являются ли колебания когерентными или шумовыми, полный сигнал или сигнал на заданной частоте подавался на осциллограф в режиме многократного запуска

/7/. При этом для когерентных колебаний должна наблюдаться четкая картина (например, синусоида), а для шумовых — размытая. Если состояние слаботурбулентное, картина должна быть одинаковой на протяжении многих периодов колебаний, а для сильнотурбулентного должна становиться хаотической уже через несколько периодов колебаний.

Отметим, что для шумовых колебаний характерным спектром является не амплитудный, а спектр мощности. Как уже говорилось, использованные приборы позволяют измерять эффективную амплитуду, квадрат которой дает мощность в полосе частот, равной полосе пропускания прибора. Очевидно, что эффективная амплитуда шумовых колебаний пропорциональна корню из полосы, амплитуда когерентных колебаний от полосы не зависит.

Амплитуды колебаний плотности \tilde{n} и потенциала \tilde{V} определялись с помощью зондовой методики /8/. При этом \tilde{n} измеряется по переменной составляющей ионного тока насыщения, \tilde{V} по переменной составляющей тока плавающего зонда.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис.2 приведен типичный спектр колебаний. Частоты гармоник находятся в отношении 1:2:3, при этом первая гармоника лежит обычно в диапазоне 20-35 кгц. Приведенный на рис.2 спектр получен пересчетом из экспериментального, снятого прибором В6-2. Пересчет на полосу пропускания $\Delta f = 4$ кгц производился в предположении, что колебания шумовые, т.е. амплитуда пропорциональна $\sqrt{\Delta f}$. Как будет показано ниже, это предположение оправдывается.

В соответствии с тем, что наблюдалось в /1/, оказалось, что волна является бегущей по азимуту и стоячей по оси. Длины волн первой — третьей гармоник равны длине окружности плазменного столба, половине и трети её соответственно, так что азимутальная фазовая скорость V_{ϕ} одинакова для всех гармоник. Длина волны продольной составляющей порядка удвоенной длины системы. Частота колебаний не зависит от магнитного поля.

Изменяя температуру ионизатора и плотность потока нейтронов, можно было менять полуширину столба плазмы γ_a . Оказалось, что частота колебаний обратно пропорциональна γ_a (рис.3).

В зависимости от соотношения потока электронов и ионов с ионизатора волизи его поверхности может образоваться электронный или ионный слой. Оказалось, что амплитуды гармоник зависят от характера слоя и достигают максимума в области II (рис.4), где слой отсутствует. При образовании слоя амплитуды падают, причем особенно резко в электронном слое. Это можно объяснить компенсацией азимутальных возмущений за счет эффекта типа Саймоновского /9/.

Дальнейшие измерения проводились в режиме максимальных амплитуд.

Оказалось, что для первой гармоник с точностью $\sim 30\%$ выполняется соотношение $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{eV}{T}$, т.е. наблюдаемая волна является потенциальной.

Было показано, что \tilde{n} максимально на радиусе, близком γ_a . В районе максимума амплитуды по оси и по радиусу амплитуда первой гармоник $\frac{\tilde{n}}{n}$ достигает величины $\sim 0,3$ (В6-2). При этом полная амплитуда колебаний плотности, оцененная по осциллограмме полного сигнала с зонда, сравнима с самой плотностью ($\tilde{n}/n \sim 1$). Отметим, что частота колебаний в полном сигнале совпадает с частотой первой гармоник.

При амплитудах первой гармоник $\approx 0,15$ наблюдается амплитудная модуляция колебаний верхней части спектра с частотой полного сигнала (рис.5). При этом амплитуда высоких частот максимальна в той области, где максимальна плотность.

Из рис.5,6 видно, что колебания в полном сигнале являются шумовыми. Действительно, уже в начале развертки наблюдается размытая картина, а через два-три периода она становится совершенно хаотической. Осциллографирование в режиме многократного запуска показывает, что на всех частотах спектра, включая гармоник, колебания являются шумовыми. Так на рис.7 приведены осциллограммы для первой гармоник, из которых четко виден шумовой характер колебаний и хаотизация фаз через несколько периодов.

Шумовой характер колебаний в верхней части спектра подтверждают измерения амплитуды приборами с разной полосой пропускания. Действительно, найдено, что амплитуда пропорциональна корню из полосы.

Измерение "времени жизни" по полному сигналу и первой гармонике показывает, что оно составляет 5-10 периодов колебаний (рис.8). Отметим, что подобные измерения были выполнены в работе /10/.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, рассматриваемая неустойчивость проявляется в возбуждении азимутальных волн, имеющих составляющую вдоль магнитного поля. Фазовая скорость продольной составляющей для первой гармоники $V_z = f \lambda \sim 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, т.е. $V_i < V_z < V_e$ где $V_i \sim 1 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, $V_e \sim 3 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ - тепловые скорости ионов и электронов. Азимутальная фазовая скорость V_y одинакова для всех волн в спектре и равна $1,3 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ (для $\lambda = 2\pi z_a$), V_y не зависит от магнитного поля и полуширины столба плазмы. Оценка скорости ионного звука дает величину близкую V_y :

$$c = \sqrt{\frac{\gamma T_e + \gamma T_i}{M}} = 1,3 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$
 для $\gamma = 1$ и $2,2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ для $\gamma = 3$.

Напомним, что частота колебаний не зависит от магнитного поля и обратнопропорциональна z_a .

Таким образом, с достаточной убедительностью можно заключить, что наблюдаемая неустойчивость проявляется в возбуждении ионно-звуковых волн $\omega \sim K_y c$.

Не вызывает сомнений, что в работе /1/ наблюдалась та же самая неустойчивость. Следует отметить, однако, что частота первой гармоники в /1/, как правило, лежала выше (60-70 кГц). Поскольку зависимость частоты от z_a в /1/ специально не исследовалась, не исключено, что это связано с другим профилем столба и меньшей полушириной его. При этом большую роль мог играть амбиполярный потенциал /6/.

Максимальная амплитуда колебаний плотности $\frac{\tilde{n}}{n}$ (напомним, что $\frac{\tilde{n}}{n} \sim e^{\tilde{v}/T}$), определенная по полному сигналу, достигает величины ~ 1 , а эффективное значение амплитуды первой гармоники $\sim 0,3$. При этом колебания на всех частотах в спектре являются шумовыми. Корреляция фаз для полного сигнала и гармоник теряется через несколько периодов колебаний, а "время жизни" составляет $\sim 5-10$ периодов.

Таким образом, можно утверждать, что состояние плазмы является сильно турбулентным или близким к нему.

Отметим, что модуляция высоких частот на частоте первой гармоники показывает, что эти колебания сосредоточены в пределах ступка плазмы, соответствующего первой гармонике.

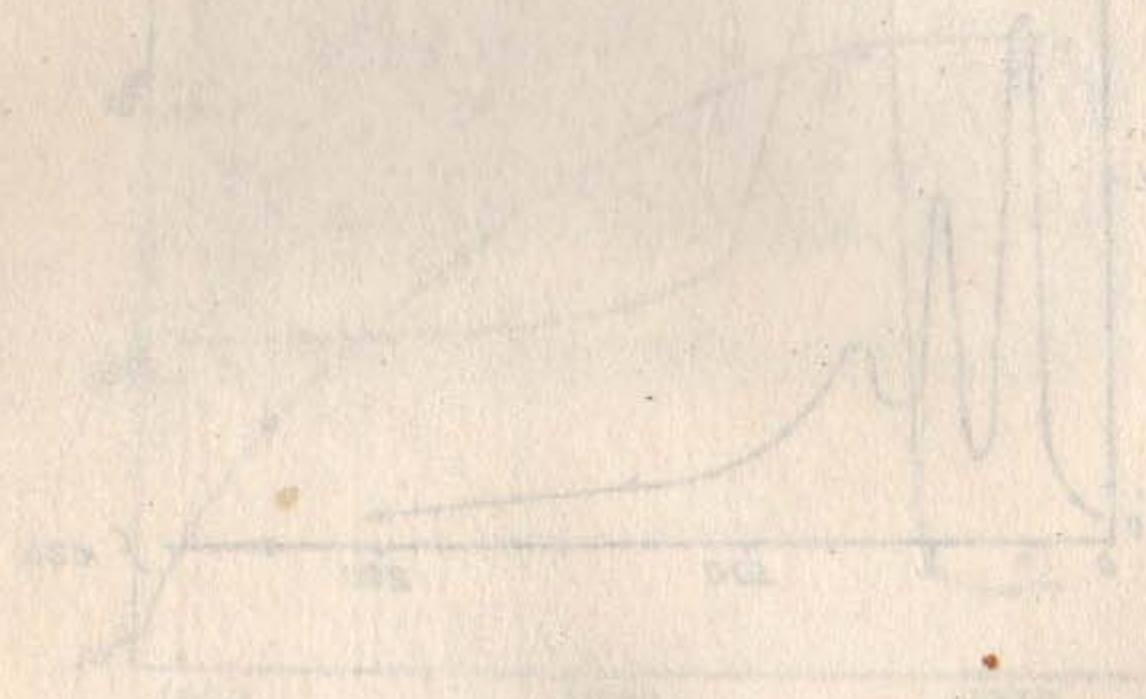
Выражаем благодарность В.Е.Захарову и А.М.Фридману за полезные обсуждения и В.Я.Иванову, принимавшему участие в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов. ЖТФ 35,72,1965.
2. В.В.Арсенин. Изв.высш.уч.зав. Радиофизика 7,611,1964.
3. В.В.Арсенин. Ядерный синтез 3, 190, 1963.
4. А.В.Тимофеев. ДАН 152, 84, 1963.
5. А.М.Фридман. ДАН 154, 567, 1964.
6. В.В.Владимиров. ЖЭТФ 48, 175, 1965.
7. Н.С.Бучельникова. Доклад на УП международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
8. Н.С.Бучельникова, Э.М.Смокотин. "Измерение амплитуды колебаний при дрейфовой неустойчивости", препринт ИЯФ СО АН СССР, 1964г.
9. *H. Zashinsky* Доклад на II международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого ядерного синтеза, Калэм, 1965.
10. А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный, Ю.М.Ляпкало, Е.В.Лифшиц. Доклад на II международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого ядерного синтеза. Калэм, 1965.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1. Схема установки
1 - катушки магнитного поля, 2 - ионизатор, 3 - экран, 4 - напылитель; I-VI - зонды.
- Рис.2. Спектр колебаний
 $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $H = 800 \text{ эрст.}$
- Рис.3. Зависимость частоты колебаний от полуширины столба плазмы.
- Рис.4. Зависимость амплитуды колебаний от характера слоя.
I - ионный слой; II - отсутствие слоя; III - электронный слой.
 $f = 25 \text{ кгц}$; $H = 800 \text{ эрст.}$
- Рис.5. Модуляция колебаний верхней части спектра.
Верхний луч - полный сигнал, нижний $f = 170 \text{ кгц}$,
 $n = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $H = 800 \text{ эрст.}$
- Рис.6. Полный сигнал с зонда (многократная развертка). $f = 25 \text{ кгц}$.
- Рис.7. Первая гармоника (многократная развертка). $f = 25 \text{ кгц}$.
- Рис.8. "Время жизни" первой гармоники. $f = 25 \text{ кгц}$.



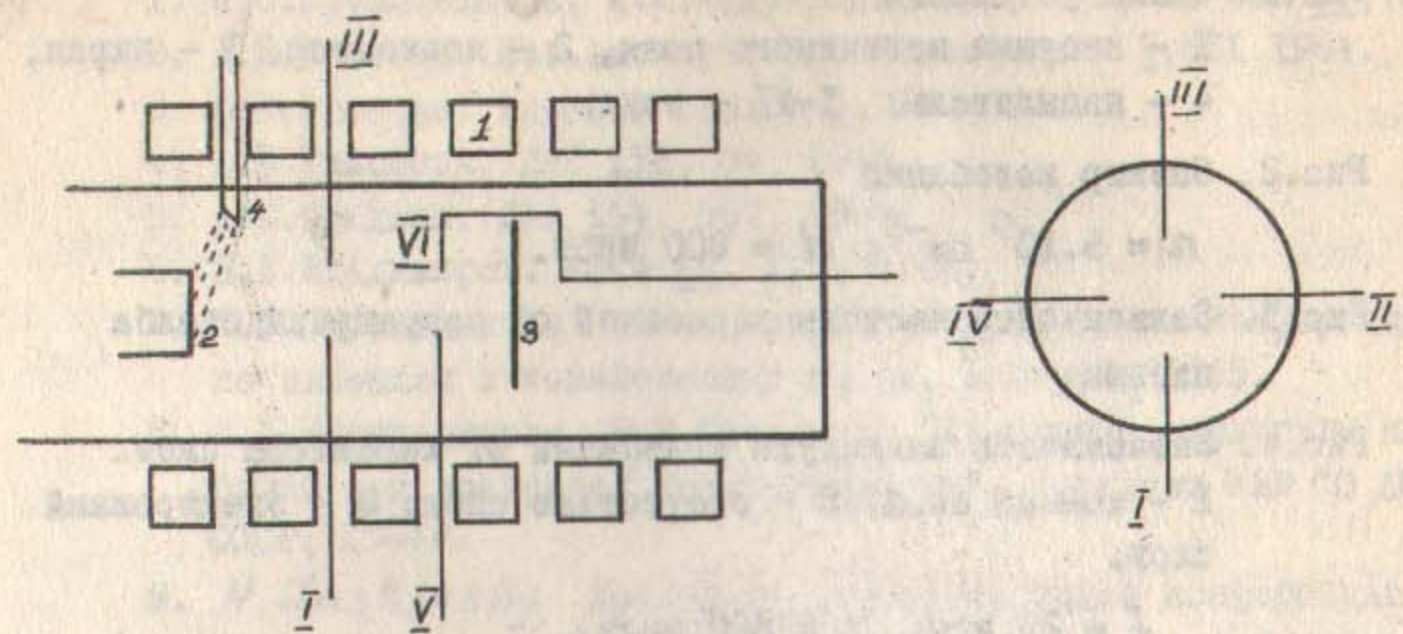


Рис. 1

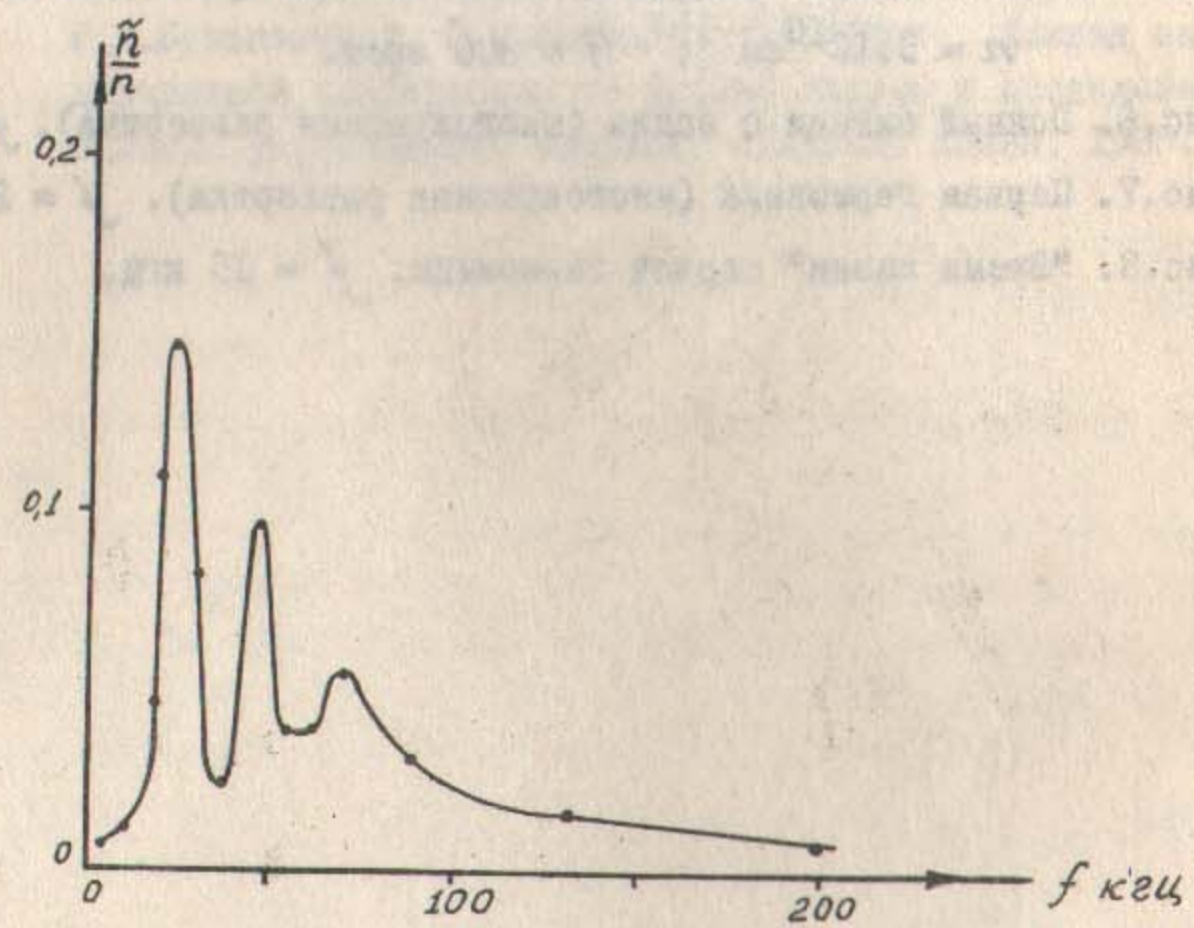


Рис. 2.

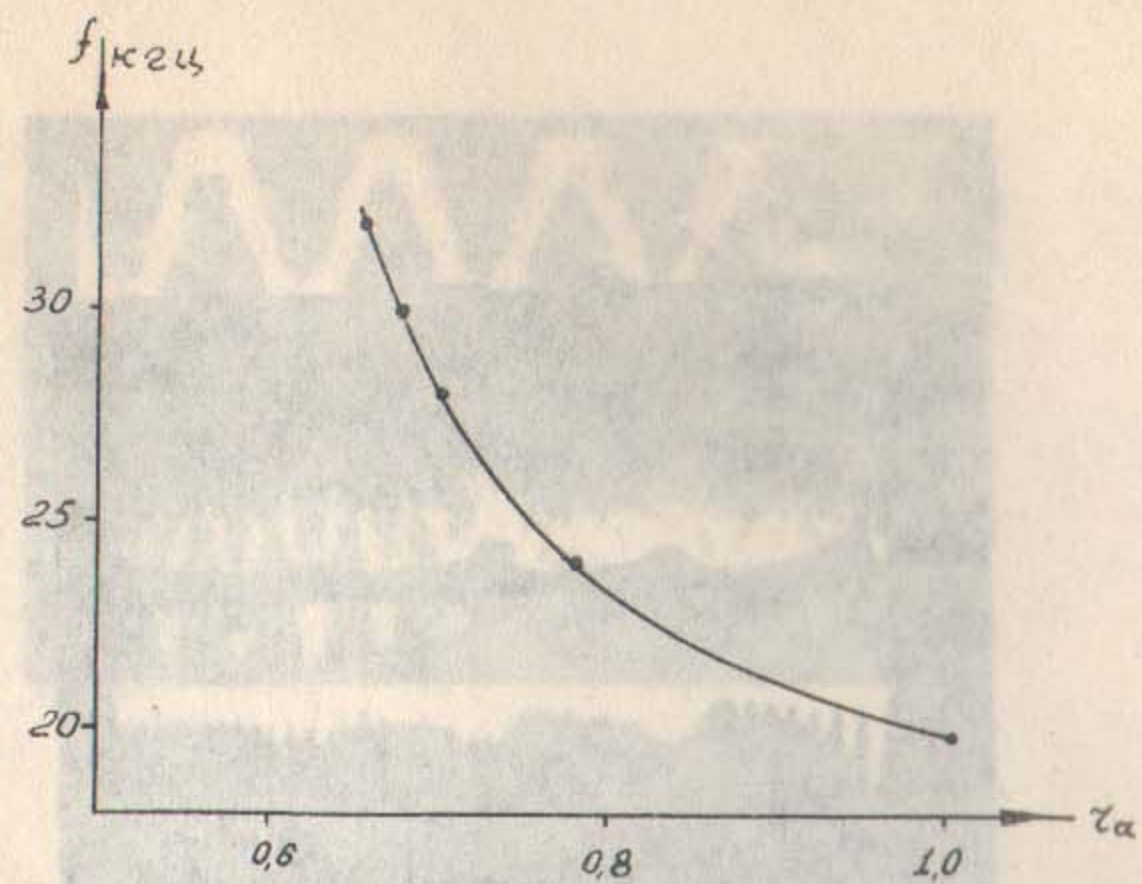


Рис. 3.

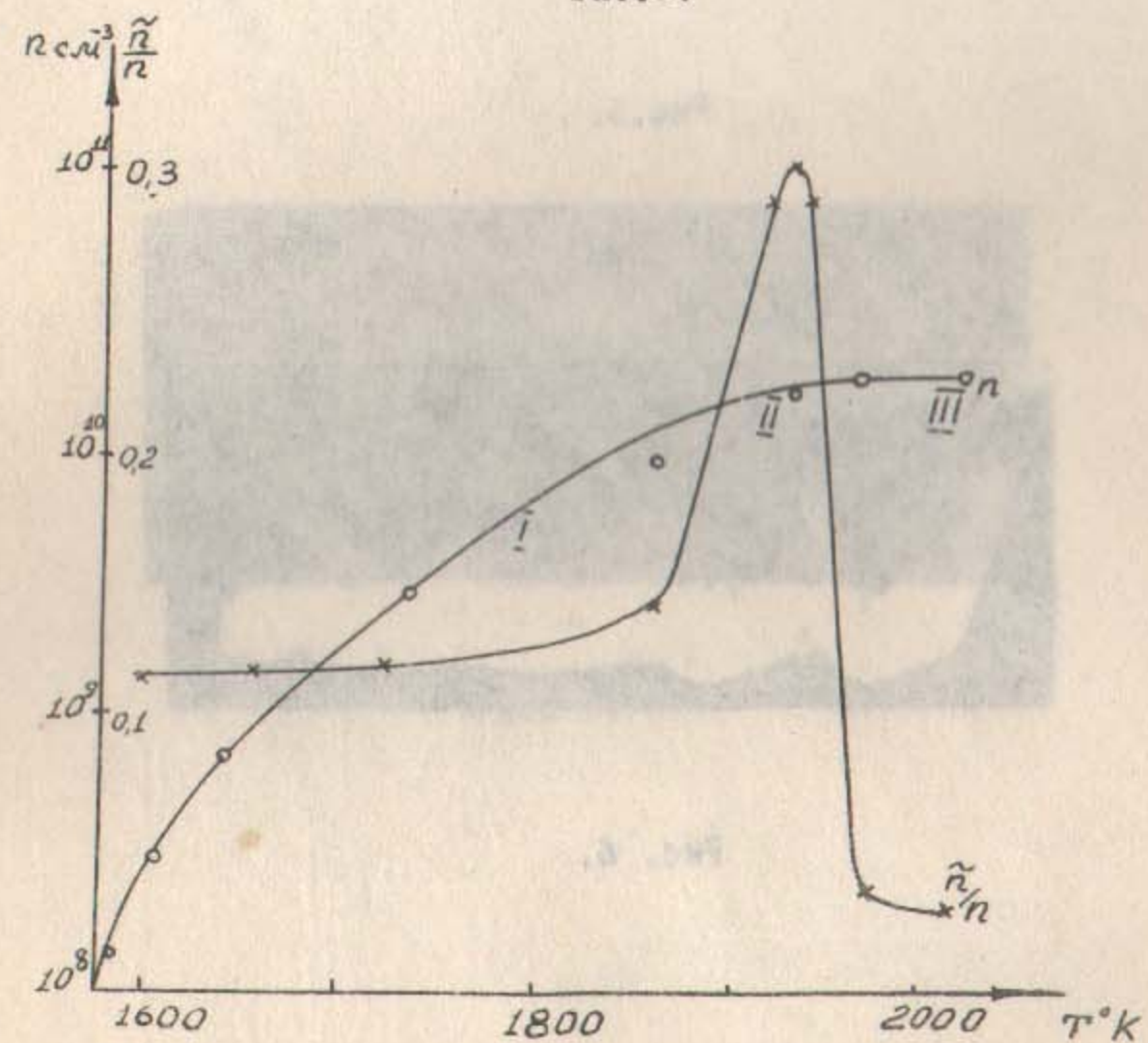


Рис. 4.

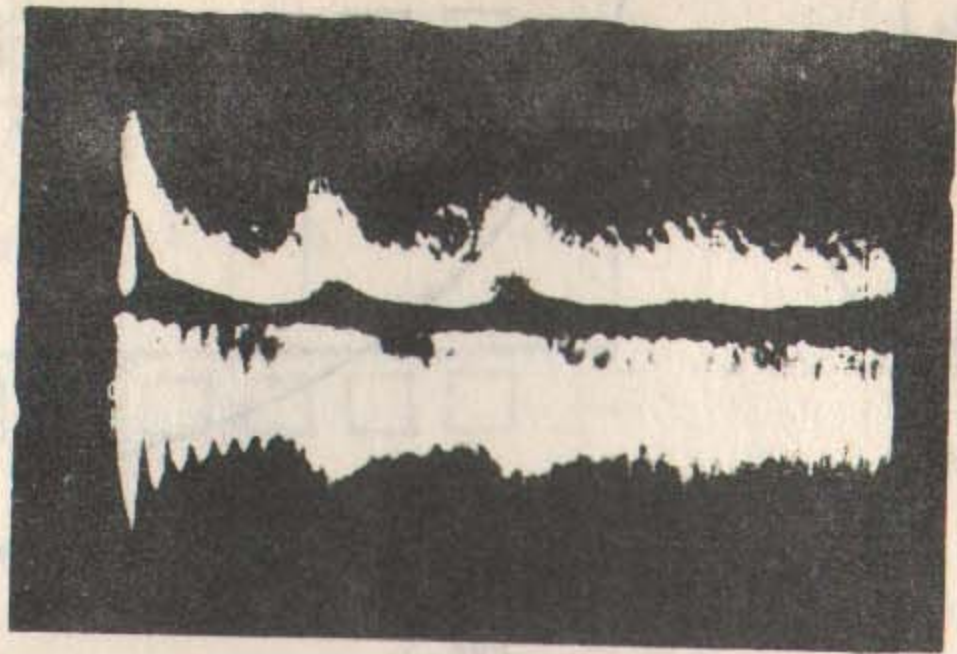


Рис. 5.



Рис. 6.

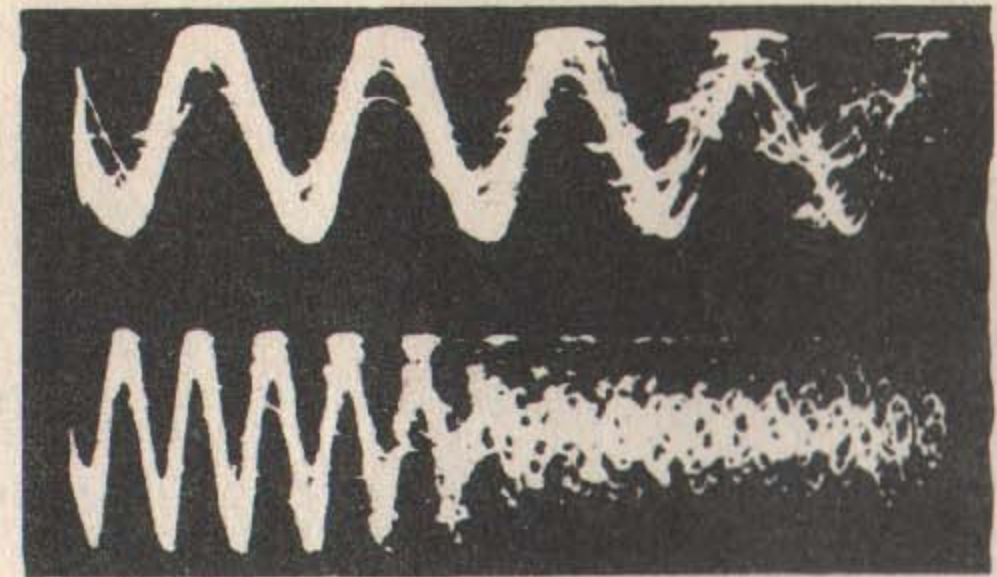


Рис. 7.

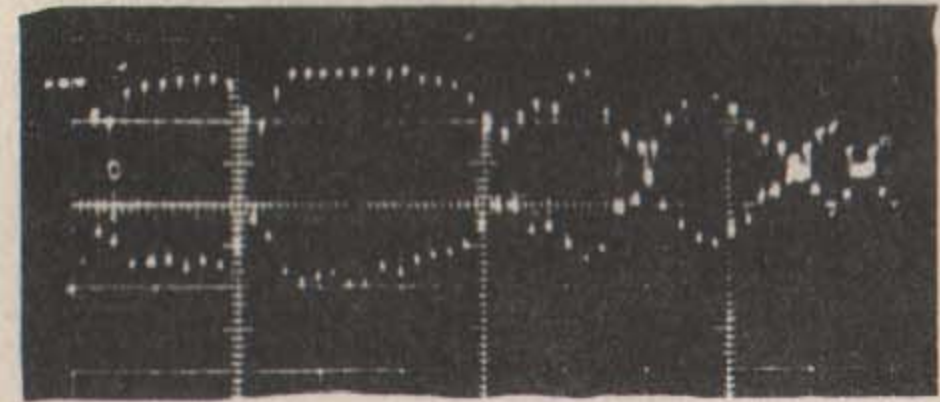


Рис. 8.