

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман

**Исследование токовой неустойчивости
в неоднородной плазме**

НОВОСИБИРСК 1965

А н н о т а ц и я

Исследована неустойчивость, развивающаяся в неоднородной по плотности сильноионизованной калиевой плазме при пропускании тока. Эксперименты проводились при магнитных полях 400–2000 эрст и плотности плазмы $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При этом плазма является бесстолкновительной.

В соответствии с тем, что было показано ранее, в отсутствие тока наблюдается "универсальная" неустойчивость, проявляющаяся в возбуждении дрейфовых волн. При этом коэффициент диффузии поперек магнитного поля \sim на два порядка превосходит классический.

При наличии тока возбуждается две ветки колебаний. Одна из них представляет собой дрейфовые волны, вторая ионно-звуковые. Действительно, для первой ветки частота колебаний обратно-пропорциональна магнитному полю, волны имеют азимутальную составляющую, причем азимутальные фазовые скорости всех гармоник одинаковы.

Для второй ветки частота колебаний не зависит от магнитного поля и меняется обратно-пропорционально длине системы. Фазовая скорость продольной составляющей практически совпадает со скоростью ионного звука.

Критическая скорость дрейфа электронов относительно ионов, при которой возбуждаются ионно-звуковые волны, $\sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, на порядок меньше расчетной для однородной почти изотермической плазмы.

При возбуждении токовой неустойчивости коэффициент диффузии возрастает в 1,5 – 2,5 раза, при этом диффузия начинает расти одновременно с ростом амплитуды колебаний.

В в е д е н и е

Хорошо известно, что в неоднородной по плотности плазме в магнитном поле развивается "универсальная" (дрейфовая) неустойчивость /1-6/. Неустойчивость проявляется в возбуждении дрейфовых волн типа $A(x)\exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$ с частотами $\sim \omega_* = k_y c T_e / e N \kappa n'$ при $k_y \gg k_z$.

Здесь k_y, k_z – компоненты волнового вектора, перпендикулярная и параллельная магнитному полю;

T_e – температура электронов в энергетических единицах;

N – магнитное поле;

n, n' – плотность плазмы и градиент плотности.

При неустойчивости волны распространяются поперек магнитного поля со скоростью ларморовского дрейфа $v_y = c T_e / e N \kappa n'$ в сторону дрейфа электронов.

В неоднородной плазме, кроме дрейфовых волн, возможно также распространение ионно-звуковых. Действительно, рассмотрим дисперсионное уравнение для случая потенциальных колебаний, частот, меньших ионной циклотронной, и $t_1 = 0$ / 3, стр.270/

$$\omega^2 - \omega_*^2 - k_z^2 c_s^2 = 0, \quad (1)$$

здесь $c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$ – скорость ионного звука;
 T_1 – температура ионов;
 M – масса ионов.

Это уравнение описывает семейство кривых $\omega(k_z)$ для разных значений k_y . Легко видеть, что отношение k_z/k_y определяет тип волны. Действительно, в случае $k_z/k_y \ll r_H/a$ (где $r_H = 1/\omega_1 \times \sqrt{T_e/M}$ – ларморовский радиус при электронной температуре, $a = n/n'$ – характерный раз-

мер неоднородности плотности, ω_i - ионная циклотронная частота) получаем дрейфовые волны $\omega \sim \omega_i$. В случае $k_z/k_y > r_H/a$ дрейфовые волны переходят в ионно-звуковые $\omega \sim k_z c_s$. Т.о., не исключено, что дрейфовые и ионно-звуковые волны с разным отношением k_z/k_y могут существовать в плазме одновременно.

Вследствие затухания Ландау ионно-звуковые волны не могут существовать в изотермической плазме, т.к. скорость звука в этом случае близка к тепловой скорости ионов v_i . Для однородной плазмы найдено, что они возбуждаются при наличии тока, если скорость дрейфа электронов относительно ионов превосходит некоторую критическую величину /7-9/. Критическая скорость дрейфа U_c зависит от отношения электронной температуры к ионной, так для $T_e = T_i$ $U_c > v_e$ (v_e - тепловая скорость электронов).

Дрейфовые волны могут распространяться в изотермической плазме и в отсутствие тока, поскольку их фазовая скорость может значительно превосходить v_i .

Токовые неустойчивости неоднородной плазмы не изучены достаточно подробно. В частности, неясно, могут ли в изотермической плазме ионно-звуковые волны возбуждаться одновременно с дрейфовыми, будет ли критическая скорость дрейфа той же, что и в однородной плазме и т.п.

В настоящей работе экспериментально исследована токовая неустойчивость в неоднородной сильноионизованной калиевой плазме. Найдено, что при неустойчивости возбуждаются две независимые ветки колебаний - дрейфовые и ионно-звуковые. Определена критическая скорость дрейфа для возбуждения ионно-звуковых волн. Измерен коэффициент диффузии поперек магнитного поля.

Описание установки

Эксперименты проводились на установке /I/, схема которой приведена на рис.1.

Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине радиусом $r = 2$ см. Температура пластины 2000°K . Вторая пластина (электрод) не нагревается. Электрод может передвигаться вдоль оси системы. Максимальное расстояние его от нагретой пластины $L = 36$ см.

Магнитное поле направлено вдоль оси системы. Пределы изменения поля 400 - 2000 эрст. Неоднородность поля на оси не превышает 3%, по азимуту 0,1%.

Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу. Эксперименты проводились при плотности плазмы $10^9 - 10^{10}$ см⁻³. Остаточное давление $(2-8) \cdot 10^{-7}$ мм.рт.ст. При этом степень ионизации при плотности $1 \cdot 10^9$ см⁻³ превышает 10%, так что плазму можно считать сильноионизованной (частота электрон-ионных столкновений превосходит частоту столкновений электрон-нейтрал на 2 порядка при степени ионизации 1%).

В диапазоне плотностей $10^9 - 10^{10}$ см⁻³ плазму можно считать бесстолкновительной, т.к. длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений равна длине системы при плотности $5 \cdot 10^9$ см⁻³.

Плотность измерялась двойным зондом. Длина открытой части зондов 2 мм, диаметр 0,25 мм. Зонд может перемещаться по оси камеры и по радиусу.

Спектр колебаний исследовался с помощью селективного микровольтметра I3I7/3 и анализатора гармоник С5-3 с полосой пропускания ~ 200 гц. Отметим, что оба прибора имеют на выходе квадратичный детектор и таким образом позволяют измерять эффективную амплитуду.

Описание методик

При исследовании колебаний использовался подвижный зонд и система неподвижных. Направление распространения волны, длина волны определялись по сдвигу фаз с зондов. С целью исследования, являются ли наблюдаемые колебания когерентными или шумовыми, был проведен качественный корреляционный анализ /II/. Методика измерений заключается в том, что сигналы с двух зондов через два селективных усилителя (полоса пропускания ~ 20% от измеряемой частоты) подаются на двухлучевой осциллограф, развертка которого запускается сигналом одного из зондов.

Если колебания в тех точках, где находятся зонды, скоррелированы, то сдвиг фаз сигналов сохраняется во времени и на обоих лучах

должны наблюдаться четкие синусоиды.

Если колебания шумовые, то на луче, с сигналом которого синхронизована развертка, наблюдается сильно размытая синусоида. Если корреляции нет, то на втором луче картина совершенно хаотическая, если есть частичная корреляция, то наблюдается более или менее сильно размытая синусоида. Последнее должно наблюдаться, если колебания шумовые, но все волны распространяются в одном направлении.

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.

Амплитуда колебаний плотности \tilde{N} и потенциала \tilde{V} определялись с помощью зондовой методики [12]. При этом \tilde{N} измеряется по переменной составляющей ионного тока насыщения, \tilde{V} по переменной составляющей тока плавающего зонда (предполагается, что температура электронов постоянна). Для измерений использовался одиночный зонд. Было найдено, что для всех наблюдавшихся волн выполняется соотношение $\tilde{N}/\tilde{V} \approx eV/T$, т.е. они являются потенциальными.

Коэффициент диффузии определялся по потоку плазмы поперек магнитного поля [12, 13]. Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины, между которыми приложен потенциал. Электрическое поле направлено вдоль магнитного, величина его достаточна для полного разделения электронов и ионов, так что ток в цепи пластин определяется потоком плазмы $(nV)_r$. Зная градиент плотности, легко найти коэффициент диффузии $D = (nV)_r / \frac{dn}{dr}$.

Результаты эксперимента

В согласии с тем, что было найдено ранее [6], в отсутствие тока в плазме наблюдаются дрейфовые волны. Типичный спектр представлен на рис. 2. Частота первой гармоники ~ 10 кГц. Частоты гармоник обратно-

пропорциональны магнитному полю. Волна является бегущей по азимуту и стоячей по оси ($\lambda \sim 2L$). По азимуту волны распространяются в сторону электронного ларморовского дрейфа с фазовой скоростью, одинаковой для всех гармоник. Следует, однако, отметить, что эта скорость значительно (почти на порядок) превосходит скорость ларморовского дрейфа.

При пропускании тока, начиная с некоторой его величины, амплитуды и частоты гармоник начинают плавно возрастать (рис. 3). При этом между частотами гармоник сохраняется соотношение 1:2:3.

При дальнейшем увеличении тока до некоторой критической величины появляется новая ветка колебаний с частотой первой гармоники $\sim 4-5$ кГц (при $L = 36$ см). Эта частота не зависит от тока, а амплитуда колебаний с ростом тока растет (рис. 4 — показана величина амплитуды первой гармоники над уровнем шумов). Обычно наблюдается 2-3 гармоники с соотношением частот 1:2:3.

Типичный спектр представлен на рис. 5. Четко видно две системы гармоник.

Были исследованы обе ветки колебаний. Оказалось, что верхняя ветка представляет собой волны типа дрейфовых. Действительно, для этой ветки частота обратно-пропорциональна магнитному полю (рис. 6). Волны азимутальные, распространяются в сторону электронного ларморовского дрейфа. При этом длина волны первой гармоники $\sim 1 = 2\pi R$; второй и третьей $1/2$ и $1/3$, т.е. фазовая скорость одинакова для всех гармоник. Вдоль оси сдвига фаз не наблюдается, т.е. волна стоячая.

Для нижней ветки частота не зависит от магнитного поля, но меняется обратно-пропорционально длине системы (рис. 7). Имеется азимутальная составляющая, но для всех гармоник длина волны \sim одинакова (~ 1), т.е. фазовая скорость различна для разных гармоник. Т.о., эти колебания похожи на косые ионно-звуковые.

Корреляционный анализ показал, что характер колебаний различен в разных участках спектра (рис. 8). Для обеих веток колебания близки к когерентным на частотах гармоник (максимумы пиков). При удалении от максимума картина размывается, а в области между пиками соответствует шумовым колебаниям. Наличие корреляции свидетельствует о том, что шумовые колебания также являются азимутальными

волнами (при измерениях использовались азимутальные зонды). Оказалось, что для верхней ветки азимутальная фазовая скорость одинакова по всему спектру.

Таким образом, можно утверждать, что шумовые колебания спектра являются волнами того же типа, что и гармоники. Этот вывод подтверждается тем, что при увеличении тока растут амплитуды и гармоник и шумовых колебаний. Поскольку при неустойчивости возбуждаются шумовые колебания, можно утверждать, что плазма находится в турбулентном состоянии.

Для определения скорости дрейфа электронов относительно ионов были исследованы вольт-амперные характеристики системы. Типичная характеристика приведена на рис.9.

Ранее было показано [14], что в системе с горячим ионизатором и холодным электродом падение потенциалов сосредоточено вблизи электрода, т.е. он работает как плоский зонд. При этом токи насыщения должны быть пропорциональны плотности плазмы, а не току эмиссии ионизатора. Оказалось, что это выполняется и в настоящем случае. Можно было ожидать, что ионный ток насыщения J_i будет определяться величиной $\bar{n}v_i S/4$ (S - площадь электрода, v_i - тепловая скорость ионов). Оказалось однако, что $J_i \approx \bar{n}v_i S$ (\bar{n} - плотность плазмы вблизи электрода, усредненная по сечению столба).

Для объяснения этого следует учесть, что в системе с холодным электродом плазма дрейфует от ионизатора к электроду со скоростью $\sim v_i$ [14,15]. Таким образом, ионный ток насыщения должен определяться не хаотическим потоком $\bar{n}v_i/4$, а направленным $\sim \bar{n}v_i$, что и наблюдается. Оказалось, что электронный ток насыщения \sim в 3 раза меньше $\bar{n}v_e S/4$. Причина этого неясна.

Скорость дрейфа электронов при некотором токе j может быть определена из отношения этого тока к ионному току насыщения, $U =$

$= jv_i/J_i$, или может быть рассчитана по плотности тока j и плотности плазмы: $U = j/\bar{n}$. Плотность тока при этом определялась по полному току, отнесенному к площади электрода, а плотность плазмы находилась усреднением по сечению плазменного столба вблизи электрода.

Была определена критическая скорость дрейфа электронов, при

которой появляется нижняя ветка колебаний. Оказалось, что

$$U_c = \frac{j_c}{J_i} v_i = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}};$$

$$U_c = j_c/\bar{n} = (2,4 \pm 0,4) \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Таким образом, обе величины находятся в хорошем согласии. Найдено, что величина критической скорости не зависит от плотности плазмы и длины системы.

Оказалось, что для верхней ветки U_c в 1,5 - 2 раза меньше: $U_c \sim (1-1,5) \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Как видно из рис.9, когда ток достигает некоторой величины, плотность плазмы на оси и ток начинают падать. Это явление можно объяснить ростом диффузии поперек магнитного поля. Отметим, что если поддерживать плотность постоянной, ток достигает насыщения (пунктирная кривая). Прямые измерения коэффициента диффузии по потоку поперек магнитного поля подтверждают, что диффузия растет.

Оказалось, что в отсутствие тока $D = (2 \pm 0,4) \cdot 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ и не зависит от магнитного поля, что согласуется с прежними измерениями в системе с двумя нагретыми пластинами [11,12]. Отметим, что классический коэффициент диффузии для плотностей $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и магнитного поля ~ 1000 эрст лежит в диапазоне $(1 - 10) \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$.

При увеличении тока коэффициент диффузии возрастает (рис.10). Видно, что уменьшение плотности на оси действительно связано с увеличением диффузии.

Диффузия начинает расти одновременно с ростом амплитуды колебаний верхней ветки (рис.11). На рисунке приведена амплитуда шумовых колебаний. Амплитуды гармоник растут гораздо быстрее. Так, для рассматриваемого случая амплитуда первой гармоники возрастает \sim в 10 раз при том же изменении тока.

Максимальная величина коэффициента диффузии в 2-3 раза больше, чем в отсутствие тока. Коэффициент диффузии и в этом случае не за-

висит от магнитного поля.

С помощью двойного зонда была измерена температура электронов. Оказалось, что $T_e = (0,35 \pm 0,05) \text{eV}$ и практически не меняется при пропуске тока.

Обсуждение результатов

Рассмотрим более точное, чем (1), дисперсионное уравнение для неоднородной плазмы. Учтем, что в нашем случае плазма бесстолкновительна, $T_e \approx T_i$, $\beta = 8\pi nT/H^2 < m/M \ll 1$. Наблюдаемые в отсутствие тока дрейфовые волны лежат в диапазоне частот меньше ω_i . фазовая скорость продольной составляющей $V_i < V_{\phi z} < V_e$, величина $k_y \rho_i \approx 0,15$ для $n = 1000$ эрст (ρ_i — ларморовский радиус ионов), т.е. не очень мала. Такой случай рассмотрен в работе / 16, 3, стр. 277/. Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\beta_s \frac{\omega + \omega_*}{\omega} - i\sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega_*}{k_z v_e} = 2, \quad (2)$$

здесь

$$\beta_s = e^{-s} I_0(s);$$

$$s = k_y^2 \rho_i^2;$$

I_0 — функция Бесселя от мнимого аргумента.

Выражения для частоты колебаний и инкремента нарастания имеют вид

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\beta_s}{2 - \beta_s} \omega_*; \\ \gamma &= 2\sqrt{\pi} \frac{\beta_s (1 - \beta_s) \omega_*^2}{(2 - \beta_s)^2 k_z v_e}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если включить в рассмотрение ток (скорость дрейфа электронов относительно ионов u), то получим

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\beta_s}{2 - \beta_s} \omega_*; \\ \gamma &= \sqrt{\pi} \frac{\beta_s}{2 - \beta_s} \omega_* \frac{2\omega_* (1 - \beta_s) + k_z u (2 - \beta_s)}{(2 - \beta_s)^2 k_z v_e}. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, частота колебаний не зависит от тока, а инкремент растет с ростом u , что объясняет наблюдающийся рост амплитуды колебаний.

Легко видеть, что частота, при которой достигается максимальный инкремент, также растет с током: $\omega_{\text{max}} = (\omega_* + k_z u) / 2$. Этот результат неудивителен. Действительно, поскольку неустойчивость в бесстолкновительной плазме возбуждается резонансными электронами, можно ожидать, что инкремент будет максимален для волн, фазовая скорость которых близка к скорости дрейфа. Таким образом, можно объяснить рост частоты первой гармоники, имеющей максимальную амплитуду, с током.

Становится понятным и наличие границы (рис. 3), выше которой ток начинает влиять на колебания. Она соответствует тому, что скорость дрейфа становится сравнимой с фазовой скоростью волны $V_{\phi z}$. Действительно, если считать, что длина волны продольной составляющей $\sim 2L$, то $V_{\phi z} \sim 7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, а $U_c \sim (1 - 1,5) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$.

Рассмотрим подробнее нижнюю ветку колебаний. Частота этих колебаний не зависит от магнитного поля и меняется обратно-пропорционально длине системы. Если считать, что число длин волн, укладывающихся на длине системы, не меняется, можно сделать вывод, что фазовая скорость постоянна.

Определим продольную фазовую скорость этих волн. Как уже говорилось, в нашей системе плазма дрейфует вдоль оси со скоростью $\sim V_i$. Тогда для волн с $V_{\phi z} \sim V_i$ не может установиться стоячая волна обычного типа, т.к. скорость распространения волны в направлении дрейфа и противоположном, различна.

Могут, однако, существовать стоячие волны такие, что в направлении дрейфа и противоположном укладывается разное число полуволи - например, одна и две соответственно. Вследствие этого, как было показано ранее /14/, выражение для собственных частот ограниченной системы вместо обычного $f_k = kv_{\Phi} / 2L$, принимает вид

$$f_k = \frac{k}{2L} \frac{v_{\Phi}^2 - v^2}{v_{\Phi}}$$

где $k = 1, 2, 3 \dots$ соответствует числу полуволи в прямой волне, v - скорость дрейфа плазмы.

Таким образом, фазовая скорость волны в нашей системе должна определяться по формуле

$$v_{\Phi k} = \frac{L f_k}{k} + \sqrt{\frac{(L f_k)^2}{k^2} + v^2}$$

В нашем случае $v \sim v_i \sim 1 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, $f_1 = 5 \text{ кгц}$, $f_2 = 10 \text{ кгц}$. Полагая $k = 2, 4$ для первой и второй гармоник, получаем $v_{\Phi k} = 2, 2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ для обеих гармоник.

Фазовая скорость ионного звука

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{M}}$$

где γ_e, γ_i - показатель адиабаты для электронного и ионного газа. Считая, что T_i равна температуре ионизатора $\sim 0,2 \text{ eV}$, $T_e \sim 0,4 \text{ eV}$, $\gamma_e = \gamma_i = 3$, получаем $c_s = 2, 1 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, т.е. фазовая скорость волн практически совпадает со скоростью ионного звука.

Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что нижняя ветка представляет собой ионно-звуковые волны. Поскольку фазовая скорость близка к ионной тепловой, неудивительно, что эта ветка не найдена при решении уравнения (2), полученного в предположении

$$v_i < v_{\Phi k} < v_e$$

Отметим, что длина волны продольной составляющей этих волн меньше, а поперечный больше (для второй и более высоких гармоник), чем для дрейфовых волн верхней ветки, так что отношение k_z/k_y для звуковых волн больше.

Весьма существенным является вопрос о критической скорости дрейфа для возбуждения ионно-звуковых волн. Расчет для однородной плазмы /9/ дает при $T_e = 2T_i$ $U_c \sim 0,5 v_e$, т.е. для нашего случая $\sim 1, 5 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$. Наблюдаемая критическая скорость $\sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ на порядок меньше расчетной. Эксперименты, проведенные в квазиоднородной калиевой плазме /14/, показали, что U_c находится в хорошем согласии с расчетом. Таким образом, тот факт, что ионно-звуковая неустойчивость возбуждается при скоростях дрейфа на порядок меньших расчетной, связан, по-видимому, с неоднородностью плазмы.

Возбуждение неустойчивости при пропускании тока наблюдалось в неоднородной калиевой и цезиевой плазме при $(10^{11} - 10^{12}) \text{ см}^{-3}$ и $N > 3000$ эрст /17, 18/, однако подробно она не исследовалась. Было отмечено, что для ее возбуждения нужен некоторый критический ток. Наблюдалось уменьшение тока и плотности на оси и изменение радиального распределения плотности, что было приписано росту диффузии /18/. В работе /19/ дана другая трактовка этих эффектов. Сделано предположение, что при возбуждении неустойчивости ионы нагреваются. В результате они быстрее уходят на ионизатор, где частично гибнут из-за рекомбинации. Предполагается, что это и является причиной уменьшения плотности. Не исключено, что этот эффект, действительно, играет роль, особенно при больших магнитных полях. Можно было опасаться, что он проявится и в нашем случае. Однако, у нас коэффициент диффузии измерялся прямым методом по потоку плазмы поперек поля. Возрастание этого потока и его отношения к плотности ($D = (nV)_r \frac{dn}{dr} \sim \frac{(nV)_r}{n}$) является прямым указанием на увеличение диффузии.

Кроме того, наблюдается четкая корреляция коэффициента диффузии и амплитуды колебаний (рис. II). Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемая нами токовая неустойчивость приводит к увеличению диффузии поперек магнитного поля. К сожалению, вследствие перераспределения энергии между двумя ветками колебаний не удастся оценить вклад в диффузию каждой из них.

Для дрейфовых волн ранее было показано /11/, что когерент-

Не исключено, что вблизи ионизатора вследствие перезарядки на нейтральном калии образуются ионы с $T_e \sim 0,05 \text{ eV}$ ($T_e/T_i \sim 8$). Малая величина U_c может быть связана с притоком этих ионов, т.к. согласно /9/ U_c уменьшается при увеличении T_e/T_i .

ные колебания не приводят к диффузии. Наблюдаемый в настоящем случае рост коэффициента диффузии с амплитудой дрейфовых колебаний (растет амплитуда и когерентных и шумовых колебаний) указывает на то, что диффузия определяется шумовыми ("турбулентными") колебаниями.

Выражаем благодарность А.А.Галееву, Б.Б.Кадомцеву и А.Б.Михайловскому за полезные обсуждения и Э.М.Смокотину за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атом. Энергия 15, 451, 1963.
2. А.Б.Михайловский. Вопросы теории плазмы, т.Ш, Госатомиздат, 1963.
3. Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы т.IV, Госатомиздат, 1964.
4. N. D'Angelo, R.W. Motley
Phis. Fl. 6, 422, 1963.
5. H. Lashinsky
Phis. Rev. Let. 12, 121, 1964.
6. Н.С.Бучельникова. ЖЭТФ 46, 1147, 1964. Ядерный синтез 4, 165, 1964.
7. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев, УФН 73, 701, 1961.
8. I. B. Bernstein, R. M. Kulsrud
Phis. Fl. 3, 937, 1960.

9. E.A. Jackson
Phis. Fl. 3, 786, 1960.
10. Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур 2, 309, 1964.
11. Н.С.Бучельникова. Доклад на УП Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
12. Н.С.Бучельникова. Ядерный синтез / в печати/.
13. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов, ЖТФ, 35, 72, 1965.
14. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов. Теплофизика высоких температур, 3, № 5, 1965. 4, №1, 1966.
15. A.Y. Wong, R.W. Motley, N. D'Angelo
Phis. Rev. 133 2A, 436, 1964.
16. Б.Б.Кадомцев, А.В.Тимофеев. ДАН, 146, 581, 1962.
17. N. Rynn
Phis. Fl. 5, 635, 1962.
18. N. Rynn
Phis. Fl. 7, 284, 1964; 7, 1084, 1964.
19. N. D'Angelo, A.Y. Wong
Phis. Fl. 8, №4, 1965.

Подписи к рисункам

Рис. 1. Схема установки

1 - катушки магнитного поля; 2 - ионизатор;
3 - электрод; 4 - напылитель; 5 - подвижный зонд;
6 - измеритель диффузии.

I-IV - одиночные зонды;

б) . Измеритель диффузии: $l = 28\text{мм}$; $h = 40\text{мм}$; $d = 1,5\text{мм}$.

Рис. 2. Спектр колебаний без тока

$N = 1000$ эрст; $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; - - - уровень шума выше 200 кгц.

Рис. 3. Зависимость частоты колебаний верхней ветки от тока.

$N = 1000$ эрст; $n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний нижней ветки от тока

$N = 1000$ эрст; $n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $f = 5$ кгц.

Рис. 5. Спектр колебаний с током

$N = 1000$ эрст; $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; - - - уровень шума выше 200 кгц.

Рис. 6. Зависимость частоты колебаний верхней ветки от магнитного поля

$n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $J = 14\text{ма}$

Рис. 7. Зависимость частоты колебаний нижней ветки от длины системы

$N = 1000$ эрст; $n = 3,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Рис. 8. Когерентность колебаний

1. $f = 10,2$ кгц - пик;

2. $f = 11$ кгц;

3. $f = 14$ кгц;

$N = 1000$ эрст; $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $J = 0$.

Рис. 9. Вольтамперная характеристика системы и зависимость плотности от напряжения на электроде

$N = 1000$ эрст.

Рис. 10. Зависимость коэффициента диффузии и плотности от напряжения на электроде

$N = 1000$ эрст.

Рис. 11. Зависимость коэффициента диффузии и амплитуды "шума" от тока.

$N = 1000$ эрст; $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $f = 15$ кгц.

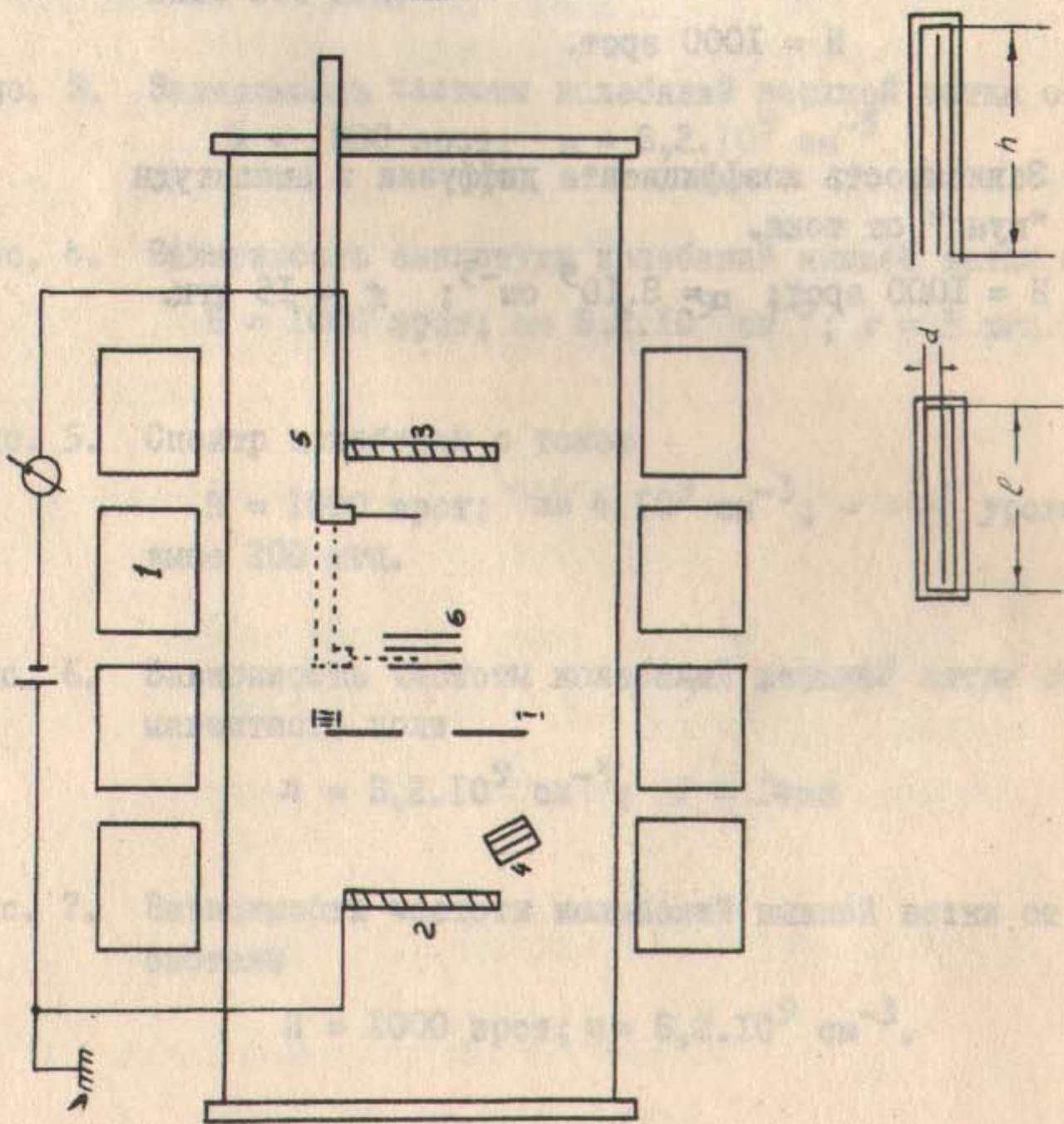
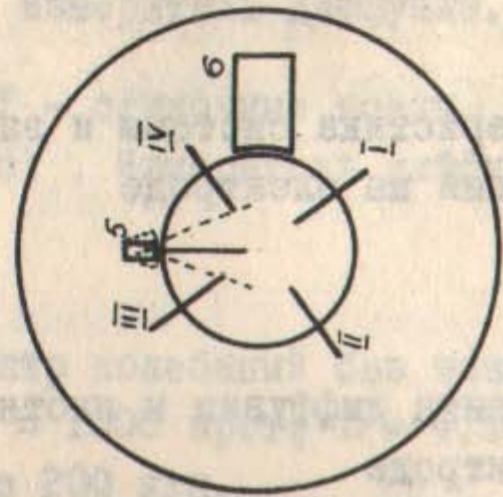


Рис. 1.

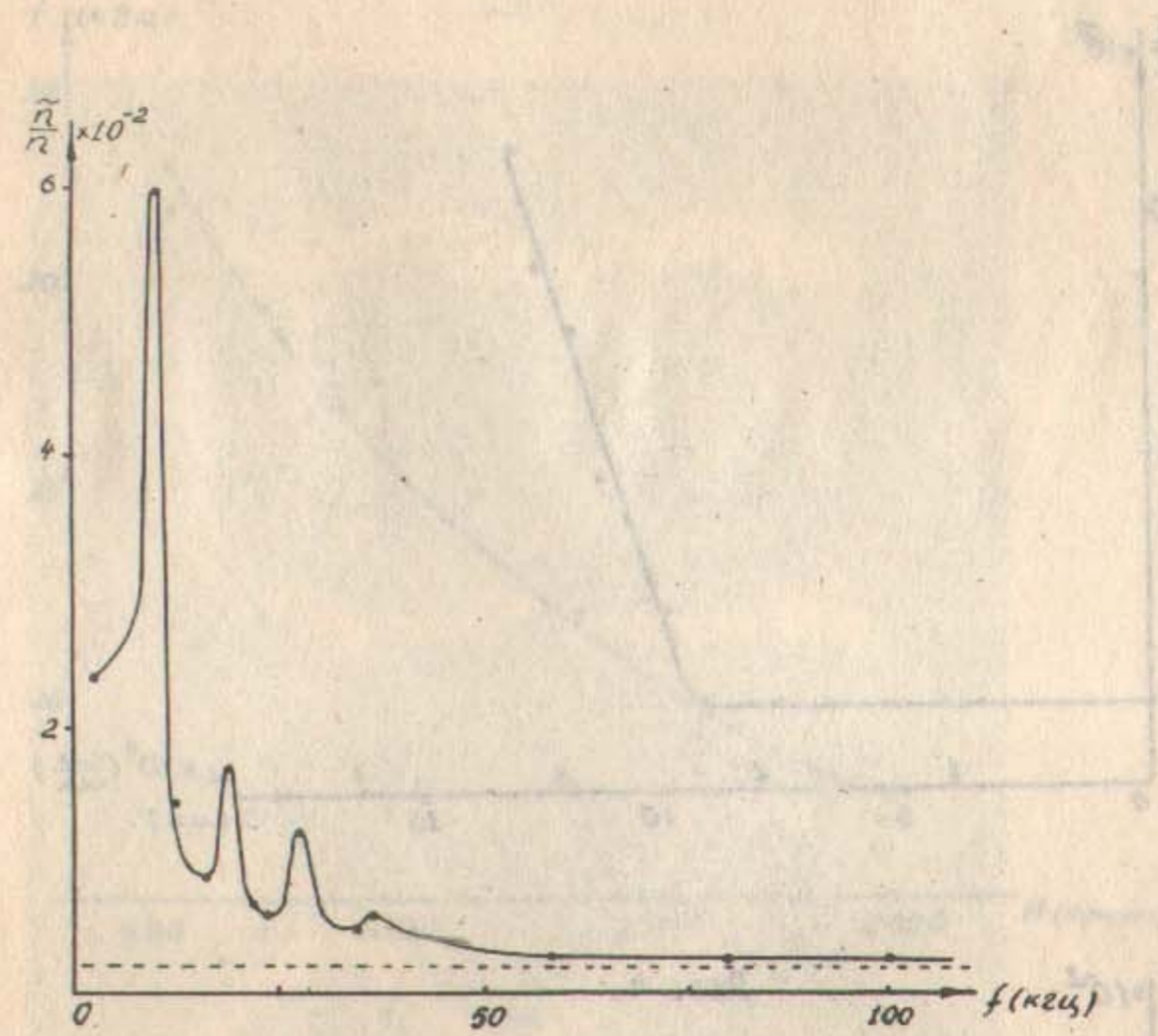


Рис. 2.

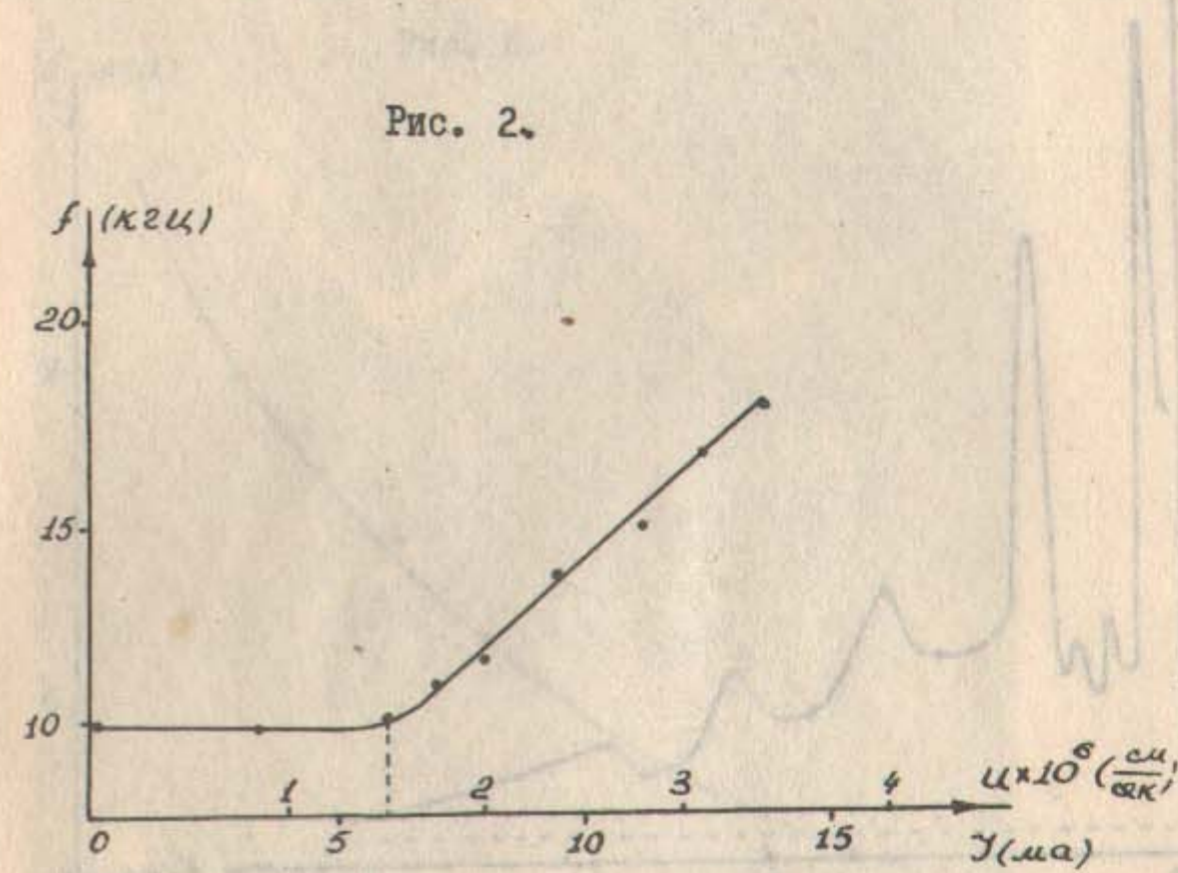


Рис. 3.

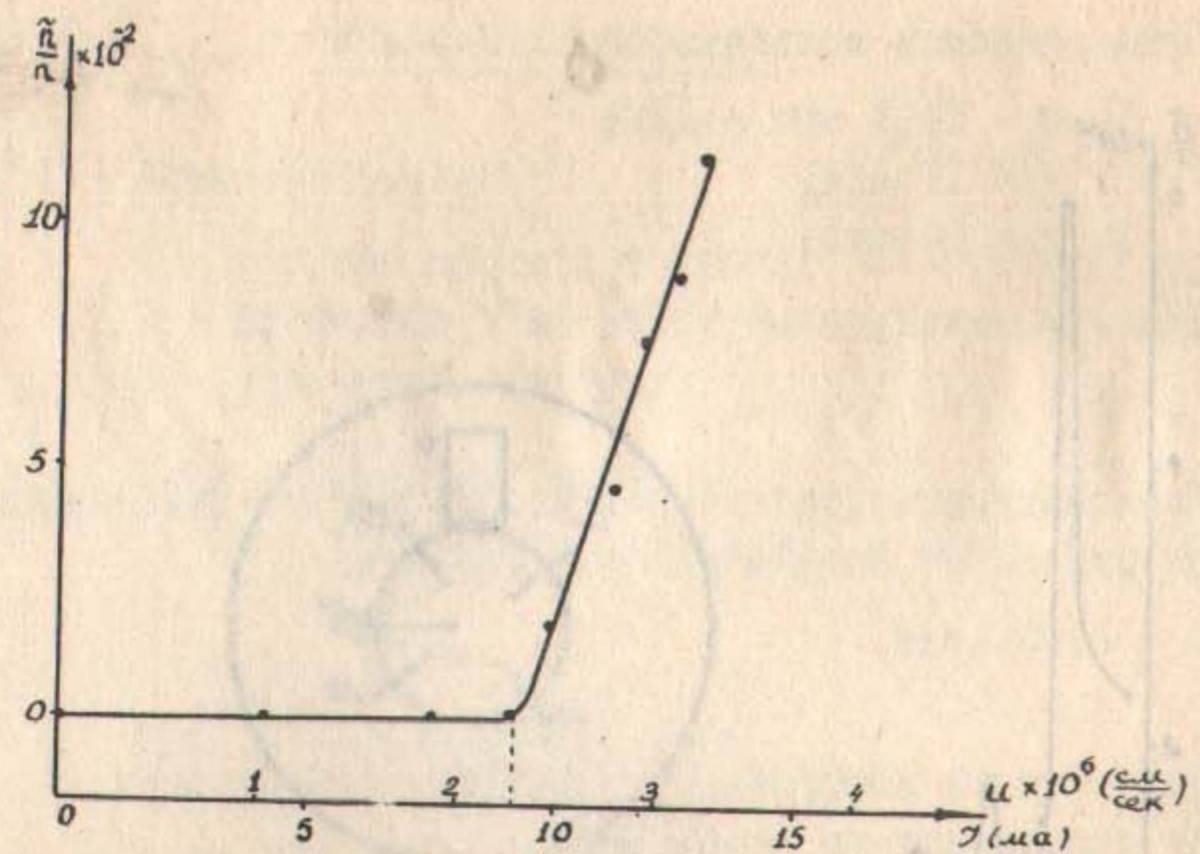


Рис. 4.

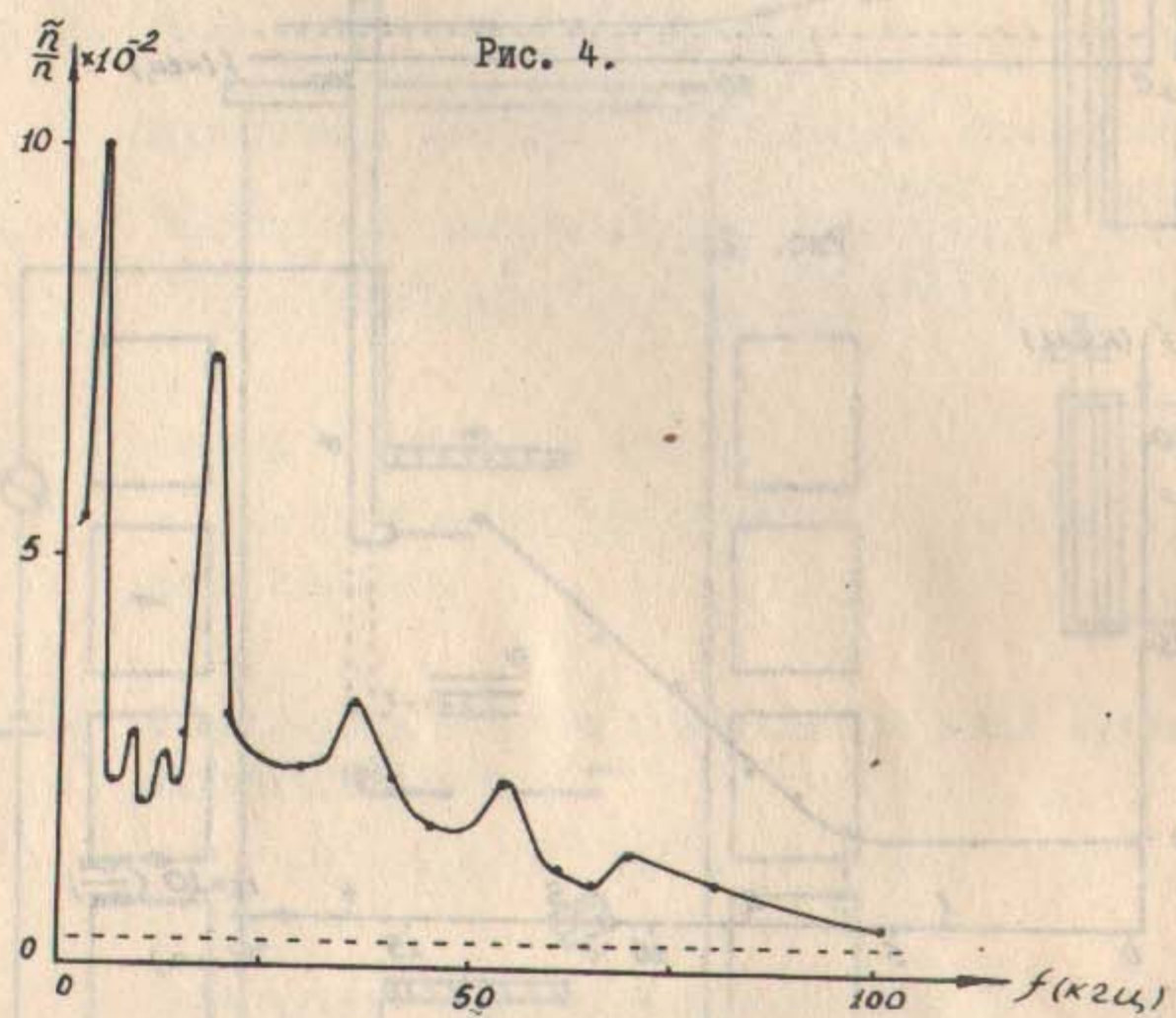


Рис. 5.

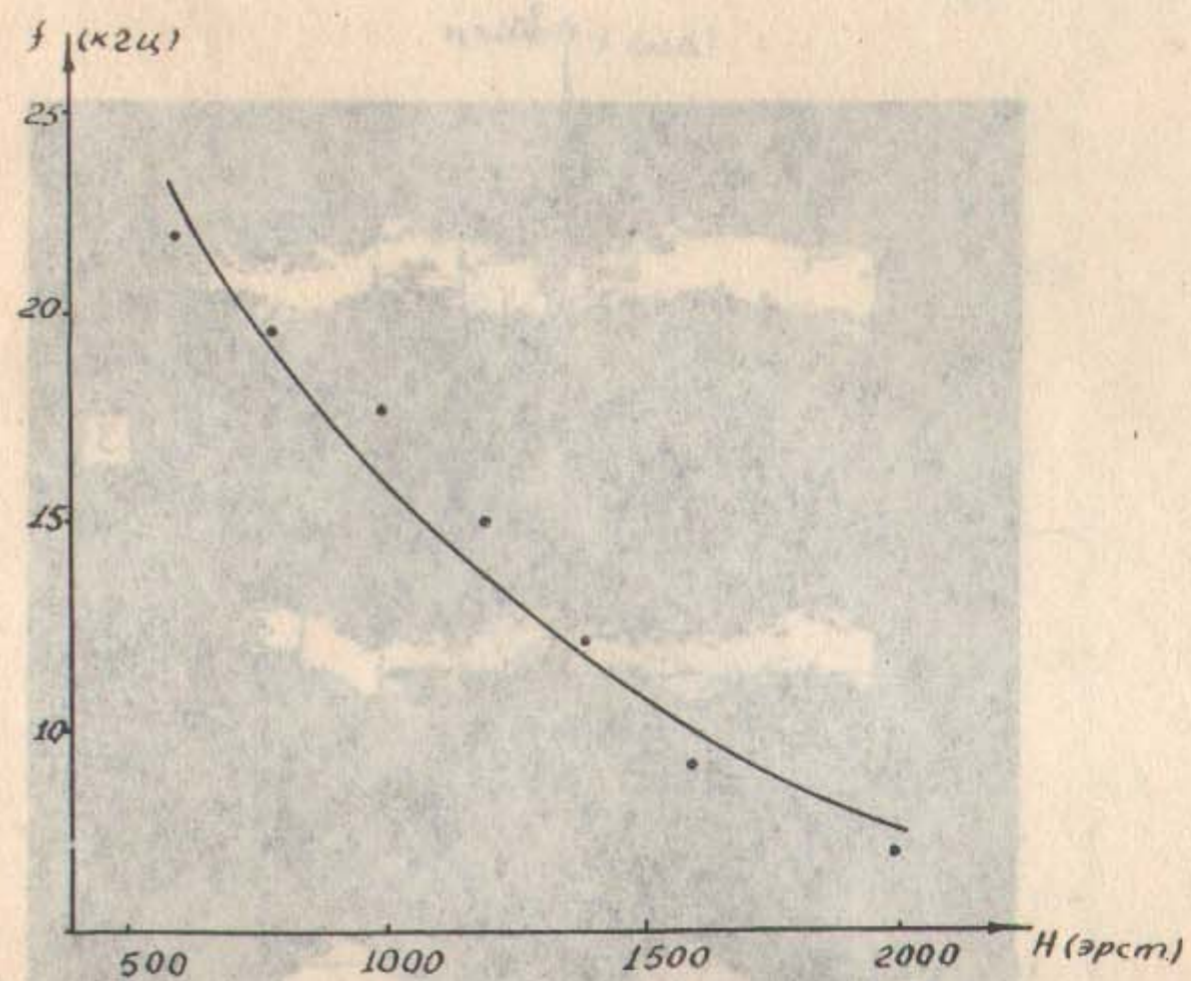


Рис. 6.

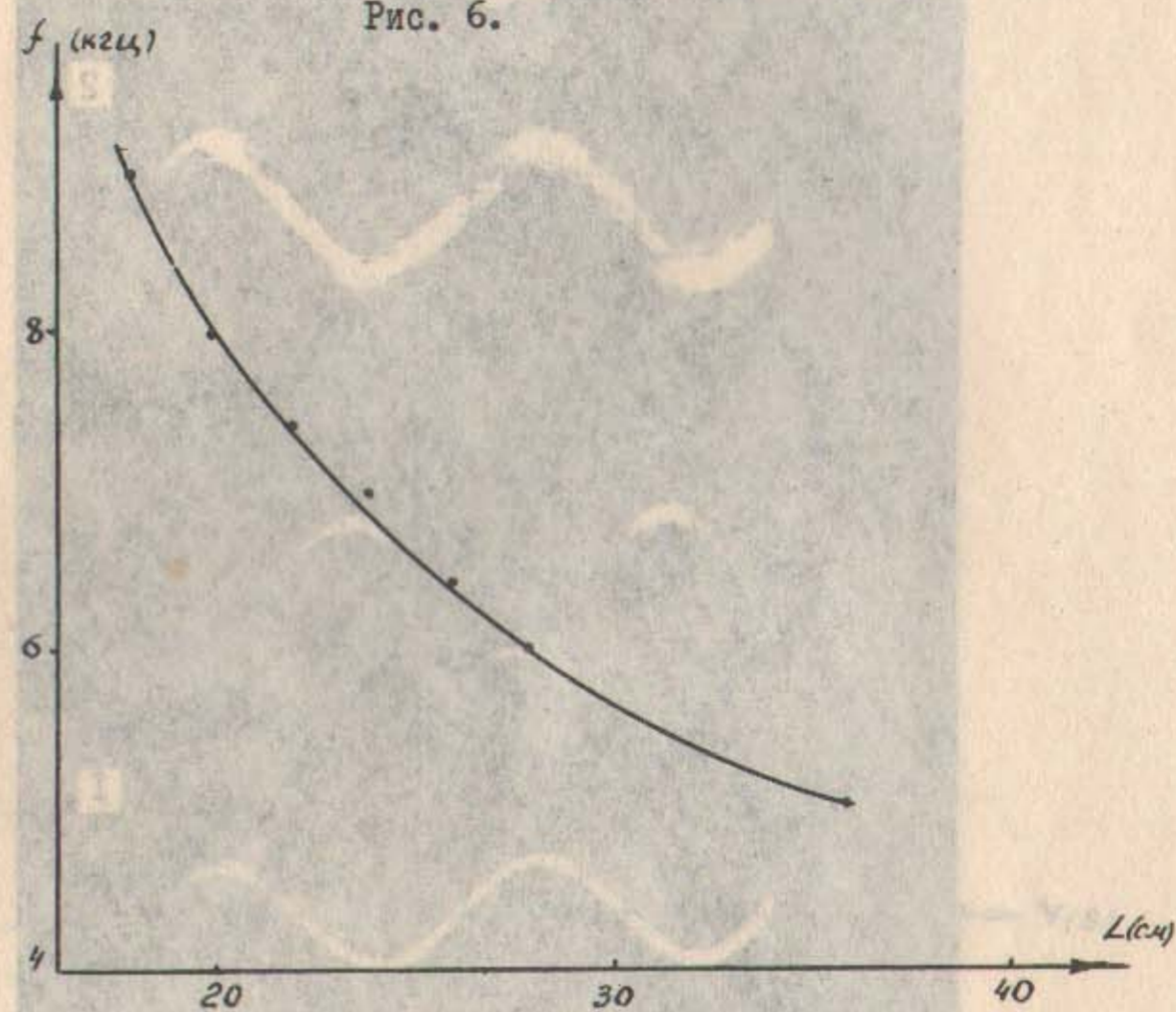


Рис. 7.

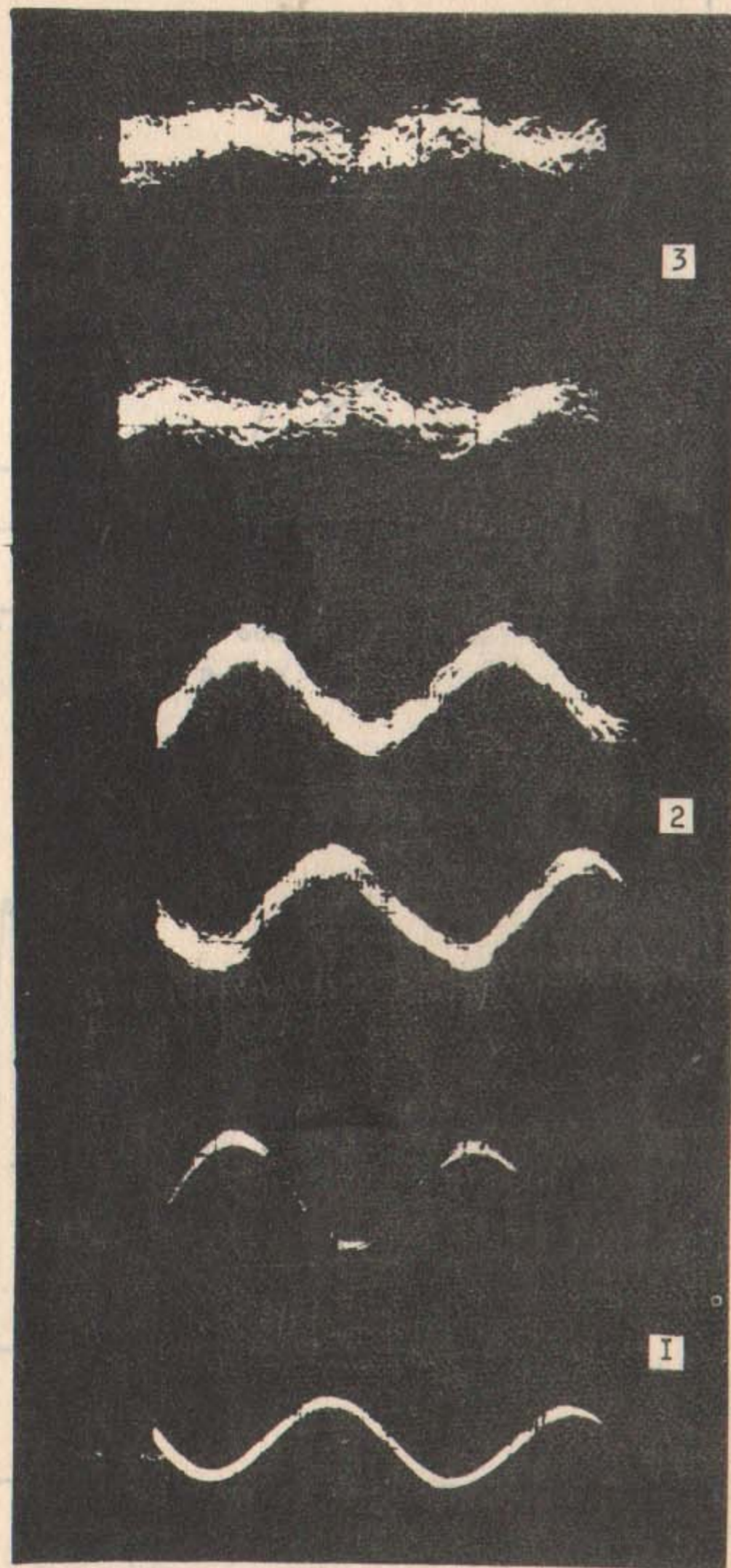


Рис. 8 .

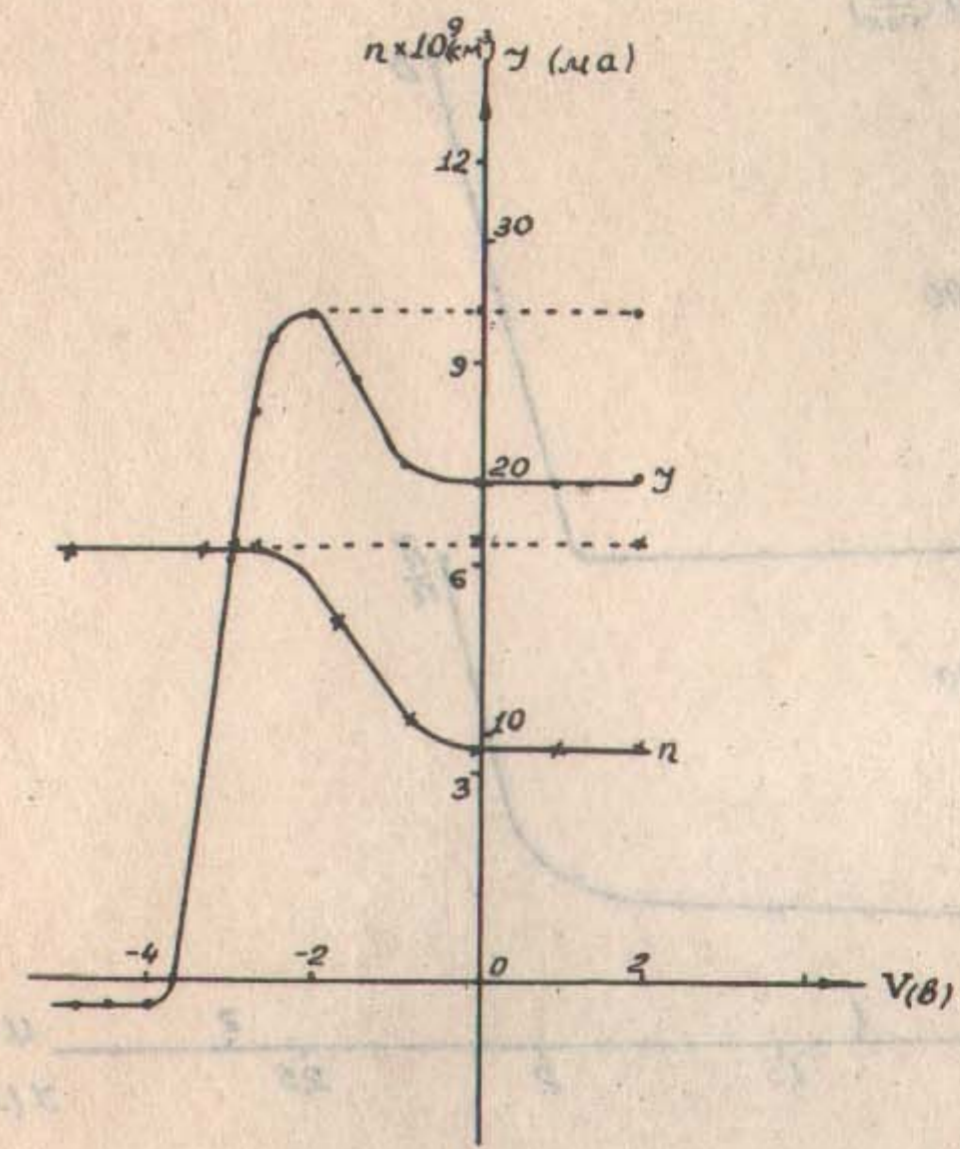


Рис. 9

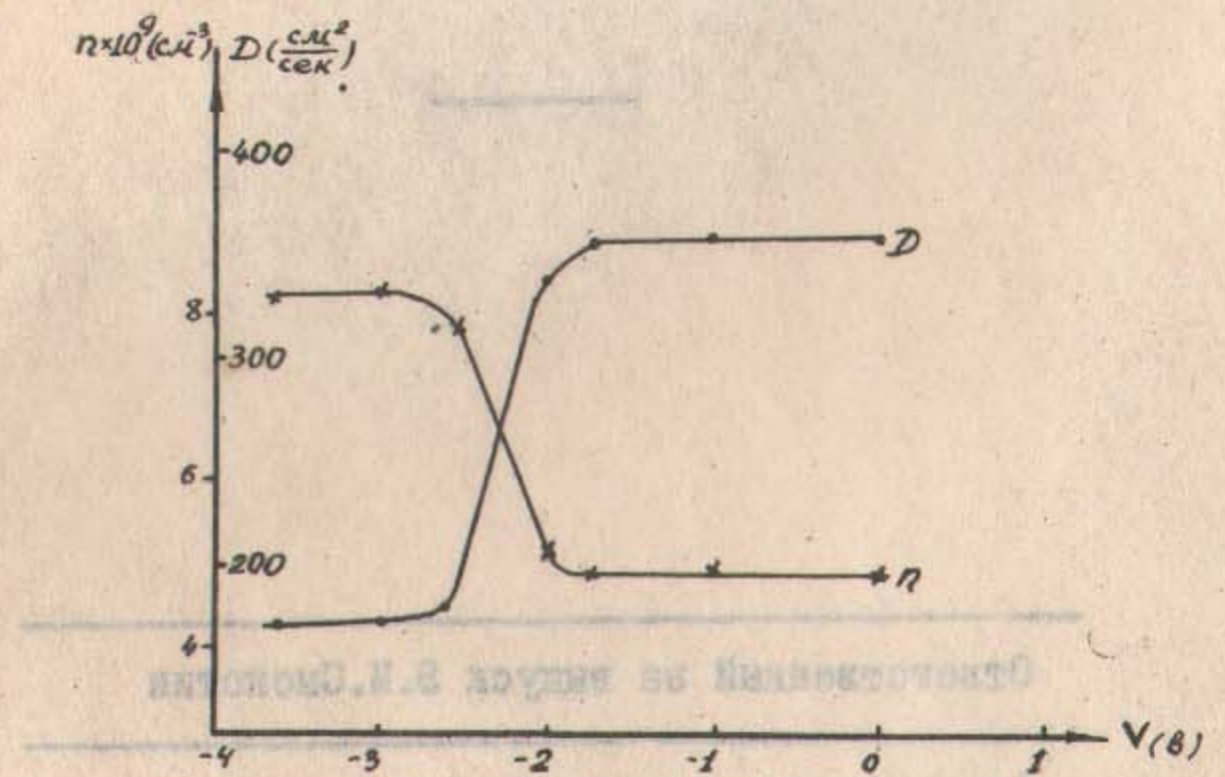


Рис 10

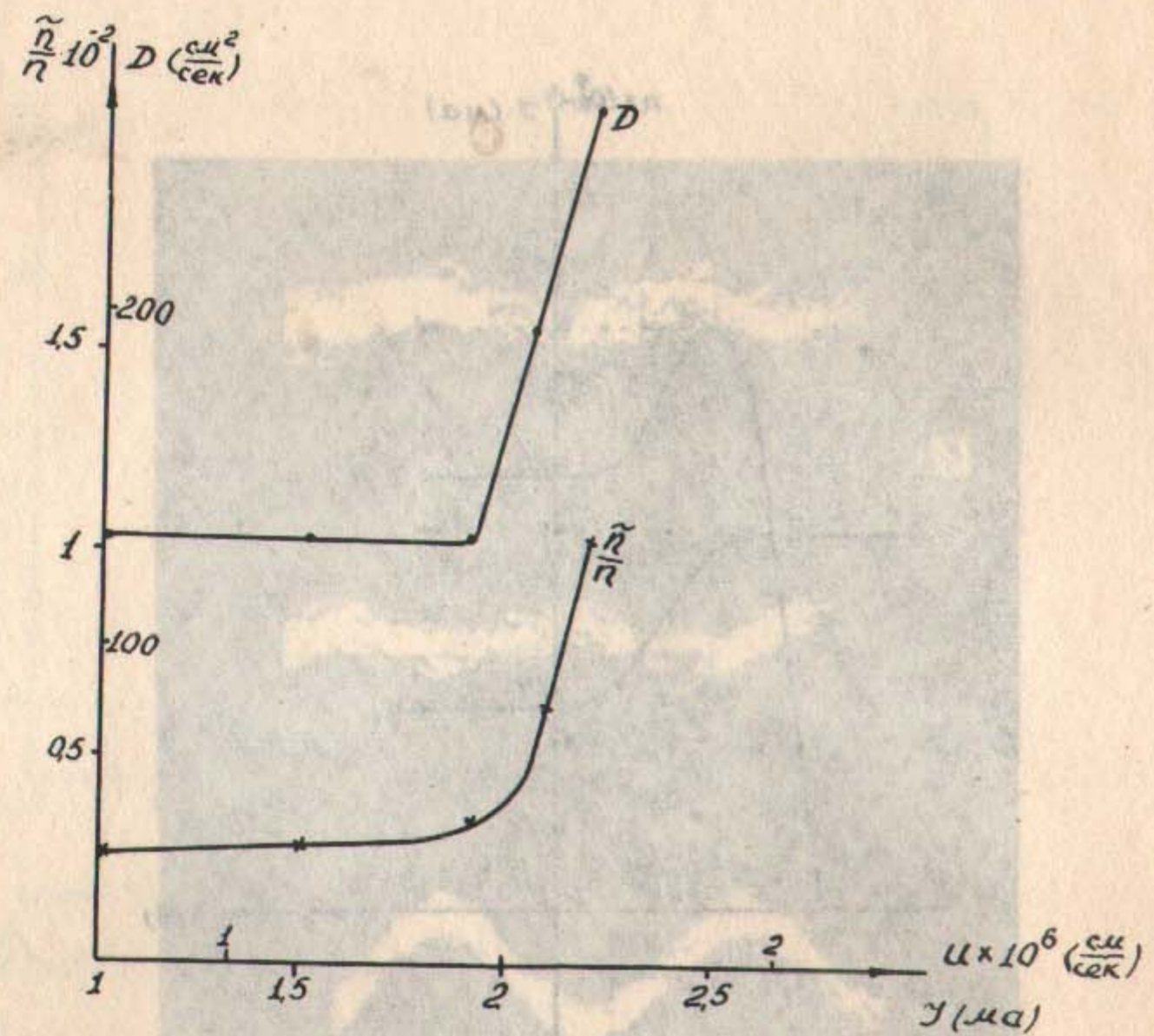


Рис. II

Ответственный за выпуск Э.М.Смокотин

Отпечатано на ротапинтере в Институте
 ядерной физики СО АН СССР. Тираж 200 экз.
 ял.