

препринт 657

Н.С.Бучельникова

**диффузия поперек магнитного поля
при „универсальной“ неустойчивости**



Новосибирск 1964

А Н Н О Т А Ц И Я .

Исследована диффузия поперек магнитного поля при возбуждении "универсальной" неустойчивости в неоднородной по плотности калиевой плазме.

Качественно картина диффузии получена при изучении зависимости радиального распределения плотности плазмы $n(r)$ от магнитного поля и сравнении экспериментальных кривых $n(r)$ с расчетом в предположении, что диффузия классическая. Найдено, что в диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $n(r)$ и n_0 - плотность в максимуме распределения не зависит от магнитного поля. При больших плотностях полуширина $n(r)$ уменьшается, а n_0 падает с ростом H . При плотностях $\sim 7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ кривые $n(r)$ хорошо совпадают с расчетными.

Проведены прямые измерения коэффициента диффузии методом измерения потока плазмы поперек магнитного поля. Найдено, что в области плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии не зависит от магнитного поля и плотности. При больших плотностях появляется зависимость от магнитного поля, при плотностях больше $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ наблюдается зависимость $\frac{1}{H^2}$ и коэффициент диффузии по абсолютной величине совпадает с классическим.

Найдено, что разброс значений коэффициента диффузии в одной серии экспериментов, характеризующий статистическую точность измерений, составляет $\sim 10\%$. Разброс в разных сериях измерений, характеризующий одновременно точность измерений и стабильность коэффициента диффузии, составляет $\sim 40\%$.

Найдено, что средняя величина коэффициента диффузии в области малых плотностей равна $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$, т.е. на 1-2 порядка превосходит классический коэффициент.

Показано, что наблюдается корреляция коэффициента диффузии и амплитуды колебаний. При изменении плотности амплитуда колебаний и коэффициент диффузии остаются постоянными до некоторой критической плотности, а затем одновременно начинают падать.

Сделано заключение о том, что падение амплитуды колебаний связано с затуханием неустойчивости вследствие роста числа ион-ионных столкновений. Показано, что классическая диффузия наблюдается в области, где неустойчивость затухает.

Доказано, что в описанных экспериментах ион-ионная и стеночная диффузия не играют роли.

Сделан вывод о том, что измеренный в области плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии определяется "универсальной" неустойчивостью в бесстолкновительной плазме.

Как было показано в ряде работ (1)-(3), в неоднородной по плотности калиевой плазме в магнитном поле возбуждается "универсальная" неустойчивость (4)-(5), проявляющаяся в возбуждении дрейфовых волн - азимутальных волн, имеющих продольную составляющую. Неустойчивость возбуждается на частотах $\omega \approx k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$, где k_y - составляющая волнового вектора, перпендикулярная магнитному полю; T - температура плазмы; n, n' - плотность плазмы и ее градиент.

В настоящей работе исследовалась диффузия поперек магнитного поля в калиевой плазме при возбуждении "универсальной" неустойчивости. Диффузия в калиевой и цезиевой плазме изучалась также в работах (6)-(8).

В описываемых экспериментах плазма создавалась термической ионизацией пучка атомов калия на нагретой вольфрамовой пластине радиуса R . Область напыления представляет собой круг радиуса r . При этом плазменный столб имеет вид цилиндра длиной L , ограниченного с торцов нагретыми пластинами. Магнитное поле направлено вдоль оси цилиндра.

Расчет радиального распределения плотности $n(r)$ в предположении, что играют роль только электрон-ионные столкновения, может быть проведен аналогично (9).

Будем считать, что система цилиндрически симметрична и выбираем систему координат так, что $r=0$ на оси системы, а $z=0$ на половине расстояния между пластинами, ограничивающими столб плазмы.

Пренебрегая вязкостью и считая, что распределение плотности плазмы по оси однородно, можем записать исходную систему уравнений в виде:

$$\text{div}(n\vec{v}_e) + \alpha n^2 = 0 \quad /1/$$

$$\text{div}(n\vec{v}_i) + \alpha n^2 = 0 \quad /2/$$

$$\nabla(nT) - \frac{en}{c} [\vec{v}_e H] = R \quad /3/$$

$$\nabla(nT) - \frac{en}{c} [\vec{v}_i H] = -R \quad /4/$$

$$r \text{ rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad /5/$$

Здесь, согласно (10)

$$R = \frac{en}{c} (0,51 \vec{j}_H + \vec{j}_L)$$

$$\vec{j} = en(\vec{v}_i - \vec{v}_e)$$

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau_{ei}}{m}$$

$$\tau_{ei} = \frac{3\sqrt{m} T^{\frac{3}{2}}}{4\sqrt{2\pi} \Lambda e^4 n}$$

Отметим сразу же, что

$$\tau_{ii} = \frac{3\sqrt{M} T^{\frac{3}{2}}}{4\sqrt{2\pi} \Lambda e^2 n}$$

m, M - масса электронов и ионов;

n, T - плотность и температура плазмы (предполагается $n_e = n_i; T_e = T_i$);

\vec{V}_e, \vec{V}_i - скорость дрейфа электронов и ионов;

α - коэффициент рекомбинации;

Λ - кулоновский логарифм;

R - сила трения, обусловленная электрон-ионными столкновениями;

σ - проводимость плазмы;

\vec{j}_n, \vec{j}_i - ток, параллельный и перпендикулярный магнитному полю;

τ_{ei} - характерное время электрон-ионных столкновений;

τ_{ii} - характерное время ион-ионных столкновений.

Решение уравнений /1/-/5/ приводит к уравнению диффузии поперек магнитного поля

$$n v_z = -D_{ei} \frac{dn}{dz} \quad /6/$$

где коэффициент диффузии

$$D_{ei} = \frac{2nTc^2}{6H^2}$$

Уравнения, из которых может быть найдено радиальное распределение плотности, имеют вид:

$$\frac{d^2(n^2)}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d(n^2)}{dz} - \frac{2\alpha}{A} n^2 = -\frac{2m}{A} \quad 0 \leq z \leq z_0 \quad /7/$$

$$\frac{d^2(n^2)}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d(n^2)}{dz} - \frac{2\alpha}{A} n^2 = 0 \quad z < z_0$$

Здесь

$$A = \frac{D_{ei}}{n} ; \quad m = \frac{2(nv)_0}{2}$$

$(nv)_0$ - поток нейтральных атомов, падающих на поверхность пластины.

Уравнения /7/ имеют решение в функциях Бесселя.

Если в уравнениях переноса /3/-/4/ учесть вязкость, что эквивалентно учету ион-ионных столкновений, то приходим к уравнению диффузии (II)-(I2):

$$n v_z = -D_{ei} \frac{dn}{dz} - \frac{\rho_i^2}{8n^2} \cdot \frac{1}{z^2} \frac{d}{dz} \left[n^2 z^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} - z n \frac{dn}{dz} \right) \right] \quad /9/$$

где ρ_i - ларморовский радиус иона.

В рассматриваемой системе, где плазма ограничена с торцов нагретыми пластинами, следует учитывать столкновения ионов со стенками, которые могут приводить к эффективной диффузии поперек магнитного поля (I3). При этом следует рассматривать эффекты, обусловленные столкновениями с одной стенкой или с двумя.

Столкновения со стенкой можно учесть в уравнениях /3/-/4/, введя силу трения со стенкой $\frac{M V_i}{l}$, определяемую через некоторое эффективное время столкновений со стенкой l . Отметим, что следует учитывать только ионные

столкновения, поскольку сила трения, обусловленная электронными столкновениями, меньше в $\sqrt{\frac{m}{M}}$ раз.

Время столкновения со стенками можно оценить из следующих простых соображений: для случая столкновений с двумя стенками характерный размер $\sim Z$, т.е. коэффициент продольной диффузии $\sim \frac{Z^2}{\tau_{ii}}$; с другой $D_{ii} \sim \frac{\lambda^2}{\tau_{ii}}$ (λ - длина свободного пробега). Из равенства этих коэффициентов находим $t = \frac{Z^2}{\lambda^2} \tau_{ii}$.

Для столкновений с одной стенкой l можно оценить по частоте столкновений со стенкой, учитывая, что вероятность столкновения на расстоянии $\frac{Z}{2} - Z$ от стенки $\sim e^{-\frac{Z/2-Z}{\lambda}}$

$$\frac{1}{l} \sim \frac{v_i}{Z/2-Z} e^{-\frac{Z/2-Z}{\lambda}} = \frac{\lambda}{(Z/2-Z)\tau_{ii}} e^{-\frac{Z/2-Z}{\lambda}}$$

Учет трения со стенкой приводит к уравнению диффузии:

$$n v_z = -D_{ei} \frac{dn}{dz} - \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\rho_i^2}{\tau_{ii}} \lambda \left(\frac{e^{-\frac{Z/2-Z}{\lambda}}}{Z/2-Z} + \frac{e^{-\frac{Z/2+Z}{\lambda}}}{Z/2+Z} \right) \frac{dn}{dz} - \frac{\rho_i^2}{\tau_{ii}} \frac{\lambda^2}{Z^2} \frac{dn}{dz} \quad /10/$$

Здесь второй член определяется столкновениями с одной стенкой, третий - с двумя. Напомним, что $Z=0$ на расстоянии $\frac{Z}{2}$ от пластины.

Итак, можно выписать четыре коэффициента диффузии:

$$D_{ei} = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\rho_i^2}{\tau_{ei}} \sim \frac{n}{H^2}$$

$$D_{ii} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\rho_i^2}{R^2} D_{ei} \sim \frac{n}{H^2}$$

если считать

$$\frac{d^2 n}{dz^2} \approx \frac{1}{R^2} \frac{dn}{dz}$$

$$D_{ct2} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\lambda^2}{Z^2} D_{ei} \sim \frac{1}{nH^2}$$

$$D_{ct1} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\lambda}{Z/2-Z} e^{-\frac{Z/2-Z}{\lambda}} D_{ei} \sim \frac{e^{-(Z/2-Z)/\lambda}}{(Z/2-Z)H^2}$$

Обратим внимание на то, что и ион-ионные столкновения и столкновения со стенкой приводят к разделению зарядов, т.е. к возникновению электрического поля, которое может препятствовать диффузии (I2, I4). Даже в случае, когда вблизи стенки образуется электронный слой и поля в плазме могут компенсироваться за счет эффекта типа Саймоновского, нескомпенсированное поле должно оставаться на границе пластины.

Таким образом можно ожидать, что ни ион-ионная, ни стеночная диффузия наблюдаться не будет.

Отметим, что можно ожидать подавления паразитных дрейфов, связанных с азимутальной неоднородностью магнитного поля, также приводящих к разделению зарядов.

Диффузия плазмы поперек магнитного поля при возбуждении "универсальной" неустойчивости рассматривалась в ряде теоретических работ в предположении, что плазма турбулентна (4), (15)-(17). Было найдено, что зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля может значительно отличаться от классического закона $\frac{1}{H^2}$. В частности в работе (15) было показано, что в гидродинамическом случае можно ожидать Бомовский коэффициент диффузии $D \sim \frac{1}{H}$.

Применить результаты этих работ к нашему случаю (3), по-видимому, не представляется возможным, так как при возбуждении "универсальной" неустойчивости в

калевой плазме наблюдаются монохроматические волны с постоянными фазовыми соотношениями между гармониками, т.е. плазма не является турбулентной.

Описание установки.

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе (18). Схема установки приведены на рис.1.

Как уже говорилось, плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине радиусом 2 см. Расстояние между пластинами, ограничивающими плазму с торцов, 36 см.

Рабочая температура пластины $\sim 2000^\circ\text{K}$, неоднородность температуры не превышает 5 - 10%.

Магнитное поле направлено вдоль оси установки. Пределы изменения поля 0-1600 эрст, часть экспериментов проводилась при полях до 3000 эрст. Неоднородность поля по оси не превышает 3%, по азимуту 0,1%.

Эксперименты проводились при плотности плазмы $1 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Остаточное давление $\sim (2-8) \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст. При этом степень ионизации для плотностей $\sim 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ превышает 10%, а для $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ - 40%. Поскольку число электрон-ионных столкновений даже для степени ионизации 1% превосходит число столкновений электрон-нейтрал на два порядка, плазму можно считать сильноионизованной во всем диапазоне плотностей.

Отметим, что длина свободного пробега равна длине системы при $n \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Измерение плотности производилось двойным зондом, прокалиброванным с помощью 8 мм-интерферометра. Длина открытой части зондов 2 мм, диаметр 0,25 мм. Зонд может перемещаться по оси на 27 см и по радиусу. Амплитуды колебаний измерялась с помощью этого же подвижного зонда.

Спектр колебаний анализировался с помощью селективного микровольтметра В6-2 или анализатора гармоник С5-3. Чувствительность обоих приборов 1 мВ. Полоса пропускания на уровне 0,7 для В6-2 $\sim 20\%$ от измеряемой частоты, для С5-3 $\sim 0,2$ кГц.

Метод измерения коэффициента диффузии.

Измерение коэффициента диффузии проводилось методом измерения потока плазмы поперек магнитного поля (19), (12).

Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины (рис.1б), между которыми приложен потенциал так, что электрическое поле внутри пластины направлено вдоль магнитного. Величина поля достаточна для полного разделения электронов и ионов, так что ток, измеряемый в цепи пластин, определяется потоком плазмы поперек магнитного поля $n v_z$. Определяя по $n(r)$ градиент плотности, находим коэффициент диффузии $D = \frac{n v_z}{dn/dr}$.

Измеритель потока выполнен из конструктивных соображений в виде коробочки с центральной пластиной, заключенных в экран. Край пластины и коробочки устанавливаются на одном уровне с точностью $\sim 0,1$ мм. Край экрана выступает \sim на 0,2 мм относительно края коробочки.

Измеритель потока имеет плавающий потенциал относительно плазмы, экран обычно заземляется. Было проверено, что заземление экрана не меняет результатов измерений.

Воль-амперная характеристика измерителя потока приведена на рис.2. Отметим, что кривая симметрична относительно изменения полярности напряжения.

Участок I кривой определяется тем, что вблизи поверхности пластин образуется электрический слой, толщиной порядка дебаевского радиуса экранирования. На этом участке измеритель работает как двойной плоский зонд.

Участок II - с увеличением разности потенциалов толщина слоя растет и ток насыщения возрастает по мере того, как увеличивается объем, в котором разделяются заряды.

Участок III - достигается потенциал U_k , при котором электрические слои перекрываются в районе дальнего от плазмы края коробочки, где плотность минимальна и происходит полное разделение ионов и электронов потока. U_k , естественно, растет с ростом плотности плазмы.

Обратим внимание на то, что при достижении потенциала U_k вблизи от края плазмы разделения зарядов не происходит, пластины экранированы слоем и потенциал в плазму проникать не должен.

Было проверено, не искажает ли измеритель диффузии радиальное распределение плотности. Для этого сравнивалось $n(r)$ измеренное вблизи от нагревателя и $n(r)$ в районе коробочки (на расстоянии ~ 18 см от нагревателя и ~ 2 мм от коробочки). Предварительно было проверено, что в отсутствие коробочки $n(r)$ одинаково.

Оказалось, что искажение $n(r)$ невелико - полуширина кривой $n(r)$ меняется не более, чем на 5-10%, градиент плотности вблизи края столба не более, чем на 20-30%. Следует отметить, что небольшие искажения $n(r)$, по-видимому, не должны влиять на величину коэффициента диффузии.

Градиент плотности определялся графическим дифференцированием кривой $n(r)$, а также оценивался по отношению плотности в максимуме $n(r)$ к расстоянию a , на котором плотность падает \sim на порядок (эксперименты проводились при $a \sim 1$ или 2 см). Оказалось, что расхождение оценки с величиной, определенной графически, не превышает 40-50%, а в половине случаев $\sim 20\%$.

Поскольку можно ожидать, что в случае неустойчивости диффузионный поток поперек поля будет определяться усредненной картиной, едва ли стоило добиваться большой точности измерения градиента в районе коробочки. Поэтому при расчете коэффициента диффузии, как правило, использовалась оценка $\frac{dn}{dr} \approx \frac{n}{a}$.

Для проверки точности измерения коэффициента диффузии сравнивалось D , определенное с помощью измерителя, показанного на рис.1в и с помощью кольцевого измерителя с внутренним диаметром кольца, равным диаметру пластины нагревателя. Оказалось, что для симметричного по азимуту распределения плотности, результаты совпадают с точностью $\sim 10\%$.

Результаты, полученные с помощью измерителей с $a = 1,5$ или 3 мм и $\ell = 28$ или 12 мм, совпадают с точностью $\sim 5\%$.

Основные измерения проводились обычно с измерителем, имеющим $a = 3$ мм и $\ell = 28$ мм.

Отметим, что во всех случаях $h = 40$ мм.

Таким образом можно утверждать, что использованный метод измерения коэффициента диффузии дает достаточно надежные результаты.

Метод измерения амплитуды колебаний.

Для сопоставления коэффициента диффузии с амплитудой колебаний желательно было иметь метод измерения абсолютной величины амплитуды колебаний.

Известно, что дрейфовые волны должны сопровождаться колебаниями плотности \tilde{n} и потенциала \tilde{V} . Если возмущения потенциальны ($\text{rot} E = 0$), то при малых амплитудах можно ожидать выполнение равенства $\frac{\tilde{n}}{\tilde{n}} = \frac{e\tilde{V}}{T}$.

Измерения проводились по зондовой методике (20)-(21), позволяющей при изменении потенциала смещения зонда отдельно измерять \tilde{n} и \tilde{V} . При этом \tilde{n} измеряется по переменной составляющей ионного тока насыщения, \tilde{V} - по переменной составляющей тока вблизи точки, где постоянный ток обращается в нуль.

Для проверки методики проводилось сравнение \tilde{n} , определенного одиночным и двойным зондом, а также проверялась квазинейтральность возмущений плотности сравнением \tilde{n} , определенного по электронной и ионной ветви вольт-амперной характеристики (21). В первом случае результаты совпадали с точностью ~30%, во втором ~15%.

Проверка соотношения $\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{V}}{T}$ с одной стороны служила проверкой правильности предположения о потенциальности колебаний, с другой характеризовала точность измерения \tilde{n} и \tilde{V} . Оказалось, что равенство выполняется с точностью ~20% во всем исследованном диапазоне плотностей ($10^9 - 10^{11}$ см⁻³).

Таким образом, можно утверждать, что методика позволяет достаточно надежно измерять \tilde{n} и \tilde{V} , хотя точность метода, конечно, не превышает точности обычных зондовых измерений.

Отметим, что поскольку измерение амплитуды колебаний плотности проще и надежнее, \tilde{V} , как правило, не измерялось, а определялось по отношению $\frac{\tilde{n}}{n}$.

Результаты эксперимента.

Качественно картина диффузии была получена при изучении изменения радиального распределения плотности и максимальной плотности n_0 при изменении магнитного поля. При этом экспериментальные кривые $n(r)$ сравнивались с расчетом по уравнению для электрон-ионной диффузии.

Как видно из уравнений /7/, для расчета $n(r)$ необходимо знание потока нейтральных атомов $(nv)_0$ и радиуса области напыления r_0 . Если r_0 известен, хотя и не очень точно, то определение $(nv)_0$ вообще не представляется возможным. Поэтому расчет производился следующим образом: бралось экспериментальное значение n_0 при $H = 1600$ эрст и подбиралось значение $(nv)_0$ такое, чтобы n_0 , определенное решением уравнения при $H = 1600$ эрст, совпадало с экспериментальным. В качестве граничных условий использовались условия $n' = 0$ при $r = 0$ и $n = 0$ при $r = R$. Далее с этим значением $(nv)_0$ проводился расчет $n(r)$ при разных магнитных полях. Расчетные кривые $n(r)$ сравнивались с экспериментальными.

Второй метод расчета, позволявший не учитывать $(nv)_0$, заключался в том, что по экспериментальной кривой в точке $r \geq r_0$ определялось n и n' . Используя эти значения, как граничные условия по уравнению /7/ для области $r > r_0$, где $(nv)_0 = 0$, можно рассчитать $n(r)$. Полученная кривая сравнивалась с экспериментальной.

Отметим, что величина коэффициента рекомбинации α , не известная достаточно точно, в нашем случае сравнительно малых магнитных полей не особенно существенна, т.к. коэффициент диффузии достаточно велик и потери плазмы определяются, в основном, диффузией, а не рекомбинацией. В расчете использовалось значение $\alpha = 3 \cdot 10^{-10}$ см³/сек.

Оказалось, что при малых плотностях ($1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}$ см⁻³) экспериментальные кривые $n(r)$ не изменяются при изменении магнитного поля (рис.3) и n_0 не зависит от H (рис.4), откуда можно сделать вывод, что коэффициент диффузии постоянен. Сравнение с расчетными кривыми в этой области носит чисто качественный характер, поскольку в этом диапазоне плотностей использованное гидродинамическое приближение, вообще говоря, неприменимо.

При плотностях $\sim 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³ полуширина $n(r)$ уменьшается, а n_0 па-

дает с ростом магнитного поля, откуда следует, что коэффициент диффузии падает с ростом магнитного поля. В области плотностей $7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ $n(r)$ довольно хорошо согласуется с расчетом по обоим методам (рис.5,6). Из этого можно сделать вывод о том, что в этой области коэффициент диффузии является классическим.

Отметим, что во всем диапазоне распределение плотности плазмы по оси однородно.

Прямые измерения коэффициента диффузии проводились с двумя типами радиального распределения плотности: I - $a \sim 1$ см (рис.7), II - $a \sim 2$ см (рис.8) (тип распределения задается размерами области напыления). Описанные выше исследования $n(r)$ проводились, в основном, на распределении, близком к типу I.

Как видно из рис.7 и 8, коэффициент диффузии при малых плотностях, действительно, не зависит от магнитного поля. Как было показано в (21), амплитуда колебаний потенциала и плотности в этой области также не зависит от магнитного поля.

При больших плотностях зависимость $D(H)$ связана с формой распределения. Для распределения типа I коэффициент диффузии начинает зависеть от магнитного поля уже при плотностях $\sim 1 - 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (отметим, что здесь и ниже приводятся значения n_0). С расчетом плотности зависимость становится более сильной и при $n \sim 2 - 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³ достигает $\frac{1}{H^2}$. В этой области по абсолютной величине коэффициент диффузии совпадает с классическим (значения классического коэффициента диффузии, приведенные на рис.7, рассчитаны для плотности на границе измерителя диффузии).

Для распределения типа II коэффициент диффузии не зависит от магнитного поля до $n \sim 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, при $n = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³ - $D \sim \frac{1}{H}$.

К объяснению этих фактов можно подойти, исследуя зависимость амплитуды колебаний от плотности.

В (21) было показано, что амплитуда колебаний плотности \tilde{n} растет с ростом плотности, проходит через максимум при некоторой плотности n_{max} , а затем падает. Отношение $\frac{\tilde{n}}{n}$, пропорциональное \tilde{V} , не зависит от плотности до n_{max} , а затем тоже падает (рис.9). Оказалось, что для распределения плотности типа I n_{max} лежит в диапазоне $(5-8) \cdot 10^{10}$ см⁻³, для II типа - $(1-3) \cdot 10^{11}$ см⁻³. В одном из экспериментов при распределении II типа была снята зависимость $n_{max}(H)$. Оказалось, что n_{max} не зависит от H с точностью ~30%. (Среднее значение n_{max} при разных магнитных полях оказалось равным в этом эксперименте $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{11}$ см⁻³).

На рис.9 показана зависимость от плотности коэффициента диффузии и отношения $\frac{\tilde{n}}{n}$. Четко видно, что коэффициент диффузии постоянен, пока постоянна амплитуда колебаний и начинает уменьшаться, когда амплитуда падает. В области больших плотностей, где амплитуда колебаний становится очень малой, и наблюдалась классическая диффузия.

Хотя найденные зависимости $D(n)$ и $D(H)$ не дают оснований считать, что стеночная диффузия играет какую-то роль, была проведена дополнительная проверка.

Если работать с одним нагревателем, то коэффициент стеночной диффузии должен уменьшаться при увеличении расстояния от нагревателя. Если установить измерители диффузии на расстояниях 9 см (1) и 18 см (2) от нагревателя, то зависимость $\frac{D_1}{D_2}(n)$ должна иметь вид, показанный на рис.10. Измеренное отношение $\frac{D_1}{D_2}$ не зависит от плотности. Таким образом, получаем еще одно подтверждение того, что стеночная диффузия в наших экспериментах не проявляется.

Абсолютная величина коэффициента диффузии в пределах одной серии экспериментов воспроизводится с точностью $\sim 10\%$. Измеряемые в разных сериях экспериментов значения D несколько различаются между собой. Причиной этого являются, по-видимому, небольшие изменения $n(z)$ вследствие неточностей изготовления и сборки источника плазмы. Оказалось, что для области малых плотностей среднее по разным сериям экспериментов значение $D = (2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Следует отметить, что разброс 40% включает в себя, как изменения D в разных сериях, так и ошибки измерений. Таким образом, можно утверждать, что стабильность D и точность измерений заведомо лучше 40% .

Обратим внимание на то, что величина классического коэффициента диффузии в этом диапазоне плотностей на 1-2 порядка меньше.

В связи с этим можно ожидать, что и амплитуда колебаний должна быть столь же стабильной в разных сериях экспериментов. Поскольку спектр колебаний, распределение амплитуд гармоник по спектру очень чувствительны к условиям создания плазмы, к виду $n(z)$, вряд ли приходится ожидать хорошей воспроизводимости. Тем не менее оказывается, что среднее по разным сериям измерений значение $\frac{\tilde{n}}{n}$ для наибольшего в спектре пика равно $(4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$, т.е. воспроизводится с точностью $\sim 50\%$ (21). Поскольку эта цифра включает в себя и ошибки измерений, можно утверждать, что стабильность амплитуды лучше 50% .

Таким образом, стабильность амплитуды колебаний примерно та же, что и стабильность коэффициента диффузии.

Непосредственным подтверждением того, что диффузия определяется неустойчивостью, могла бы явиться модуляция потока, принимаемого измерителем диффузии, на частотах неустойчивости.

Действительно, оказывается, что ток измерителя промодулирован. Процент модуляции (отношение переменной составляющей тока к полному току измерителя), как правило, выше в области малых плотностей. Характерный пример представлен на рис. II. Расчетная кривая здесь представляет собой отношение $\frac{D-D_0}{D}$ (D - экспериментальное значение коэффициента диффузии). На этом рисунке представлены результаты того же эксперимента, что и на рис. 9. Как и следовало ожидать, модуляция падает в области, где амплитуда колебаний становится малой, а диффузия классической.

Следует отметить, что величина процента модуляции не является особенно характерной, поскольку можно предполагать, что он сильно связан с радиальным распределением амплитуды колебаний. Действительно, оказалось, что численные значения процента модуляции в области малых плотностей меняются в разных сериях экспериментов, примерно, на порядок (от 10 до 100%), в то время как коэффициент диффузии меняется не более, чем в 2 - 2,5 раза. При этом качественно наблюдалось, что процент модуляции растет с ростом амплитуды колебаний вблизи границы плазмы-измеритель потока, т.е. действительно определяется радиальным распределением амплитуды.

Обсуждение результатов.

Описанные выше эксперименты достаточно убедительно показывают, что в области малых плотностей коэффициент диффузии не зависит ни от магнитного поля, ни от плотности и практически одинаков на разных расстояниях от нагревателя. Таким образом, исключается ион-ионная диффузия, для которой $D_{ii} \sim \frac{n}{H^2}$, и стеночная $D \sim \frac{1}{2} \frac{1}{2-Z} e^{-\frac{1}{2}Z} n \frac{1}{H^2}$. Как отмечалось во введении, причиной того, что эти типы

диффузии не проявляются, по-видимому, является электрическое поле, возникающее при разделении зарядов.

Коэффициент диффузии не совпадает и с классическим $D_{ei} \sim \frac{n}{H^2}$ ни по зависимости от плотности и магнитного поля, ни по абсолютной величине.

Отчетливо наблюдается корреляция коэффициента диффузии и амплитуды колебаний потенциала. Действительно $D(n) = \text{const}$, пока постоянно $\frac{\tilde{n}}{n}$, и начинает падать, когда падает $\frac{\tilde{n}}{n}$. В области, где $D(n) = \text{const}$ и $\frac{\tilde{n}}{n}$ постоянно (21).

Поток плазмы поперек магнитного поля промодулирован на частотах неустойчивости.

Таким образом, можно с достаточной уверенностью утверждать, что в области малых плотностей диффузия поперек магнитного поля определяется неустойчивостью. При этом среднее по разным сериям экспериментов значение коэффициента диффузии $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$.

При больших плотностях ($7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, I тип распределения), когда $\frac{\tilde{n}}{n}$ падает, т.е. неустойчивость затухает, модуляции потока практически нет и коэффициент диффузии по зависимости от магнитного поля и абсолютной величине совпадает с классическим.

Область промежуточных между H^0 и $\frac{1}{H^2}$ зависимостей $D(H)$ можно объяснить тем, что с ростом плотности растет поток за счет классической диффузии в то время, как поток, определяемый неустойчивостью, остается постоянным или падает. Качественно это подтверждается характером зависимости процента модуляции потока от плотности. Возможно, однако, что в этой области начинает меняться характер неустойчивости.

Известно, что "универсальная" неустойчивость должна возбуждаться, как в бесстолкновительной плазме, так и в случае большого числа столкновений (гидродинамический случай) (4)-(5), причем инкременты нарастания неустойчивости в этих случаях различны. Как показано в (22), с ростом числа электрон-ионных столкновений должен наблюдаться плавный переход от бесстолкновительного случая к гидродинамическому с соответственным изменением инкремента.

В диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений λ больше или сравнима с длиной системы. Напомним, что $\lambda \sim \frac{1}{n}$ при $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, причем в случае, когда $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ средняя плотность плазмы значительно меньше. Таким образом, в этой области плазма является бесстолкновительной.

Следует иметь в виду, что на развитие неустойчивости в этой области возможно некоторое влияние могут оказать столкновения электронов со стенками, частота которых $\sim 10^6 \text{ сек}^{-1}$, ~ 5 раз больше частоты электрон-ионных столкновений при $n = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Эти столкновения могли бы играть роль в восстановлении максвелловского распределения электронов, нарушенного при взаимодействии резонансных электронов с волной (23)-(24). Однако, как показано в (21), в нашем случае для восстановления максвелловского распределения достаточно уже электрон-ионных столкновений при $n = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Других эффектов, к которым могли бы привести столкновения со стенкой, не видно.

В области плотностей $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ число электрон-ионных столкновений возрастает, так что при $n = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ λ становится равной 2 см. Возможно, что появление зависимости коэффициента диффузии от магнитного поля, наблюдающееся именно в этом диапазоне плотностей, обусловлено изменением инкремента неустойчивости, связанного с ростом числа электрон-ионных столкновений.

Затухание неустойчивости в области больших плотностей, как показано в (21), может быть объяснено ростом числа ион-ионных столкновений, оказывающих стабилизирующее действие (16), (22). Тот факт, что n_{max} в случае распределения

типа II лежат выше, чем в случае I, можно объяснить тем, что при той же n_0 в случае II средняя плотность и среднее число столкновений меньше, чем в случае I.

Таким образом, гидродинамический случай в нашей системе вследствие затухания неустойчивости, по-видимому, не осуществляется.

Отметим, что работы (6)–(8) выполнены на установке, параметры которой позволяют наблюдать неустойчивость при больших плотностях, чем у нас (21). Поскольку диффузия в этих работах исследовалась при плотностях $\sim 10^{11}$ см⁻³, т.е. по-видимому, для гидродинамического случая, вряд ли следует ожидать согласия с нашими результатами.

Итак, можно утверждать, что "универсальная" неустойчивость в бесстолкновительной плазме в случае, когда плазма не является турбулентной, приводит к аномальной диффузии поперек магнитного поля, причем коэффициент диффузии, равный $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2$ см²/сек, значительно превышает классический и не зависит от магнитного поля. В области, где неустойчивость затухает, коэффициент диффузии классический.

Выражаю благодарность А.А.Галееву, Р.З.Сагдееву, М.К.Фагэ за обсуждение результатов, Э.М.Смокотину за помощь в проведении экспериментов, Г.А.Гроздовой и Р.Н.Макаровой за проведение расчетов.

Список литературы

1. N.D'Angelo, R.W.Motley; *Phys. Fl.* 6, 422, 1963.
2. H.Zashinsky. *Phys. Rev. Let.* 12 121, 1964.
3. Н.С.Бучельникова. *ЖТФ*, 46, 1147, 1964. Ядерный синтез 4, № 3, 1964.
4. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. *Атомн.энерг.* 15, 451, 1963.
5. А.Б.Михайловский. *Вопросы теории плазмы т.3.* Госатомиздат, 1964.
6. N.D'Angelo, N.Rynn. *Phys. Fl.* 4, 275, 1961; *Phys. Fl.* 4, 1303, 1961.
7. N.Rynn. *Phys. Fl.* 7, 1084, 1964.
8. N.D'Angelo. *Phys. Fl.* 7, 1086, 1964.
9. N.Rynn, N.D'Angelo. *Rev. Sci. Instr.* 31, 1326, 1960.
10. С.И.Брагинский. *Вопросы теории плазмы т.1.* Госатомиздат, 1963.
11. C.Z. Longmire, M.N.Rosenbluth, *Phys. Rev.* 103, 507, 1956.
12. В.Е.Голант. *ЖТФ* 33, 257, 1963.
13. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов. *ЖТФ*, в печати, 1964.
14. A.N.Kaufman. *Phys. Fl.* 1, 252, 1958.
15. С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. *ЖТФ* 44, 763, 1963.
16. Г.М.Заславский, С.С.Моисеев. *ЖТФ* 34, 410, 1964.
17. Б.Б.Кадошцев. *ЖТФ* 45, 1230, 1963.
18. Н.С.Бучельникова. *Теплофизика высоких температур* 2, 309, 1964.
19. С.Г.Длиханов. *Диссертация.* г.Новосибирск, 1964 г.
20. И.А.Кован, В.Л.Москвин, В.Д.Русанов, В.П.Смирнов, Д.А.Франк-Каменецкий. *Ядерный синтез* 4, № 3, 1964.

21. Н.С.Бучельникова. "Измерение амплитуды колебаний при "универсальной" неустойчивости". Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1964 г.

22. А.Б.Михайловский, О.П.Погуце. *ДАН* 156, 64, 1964.

23. В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. *ДАН* 150, 775, 1963.

24. А.А.Галеев, В.И.Карцман, Р.З.Сагдеев. *Ядерный синтез* 4, № 4, 1964.

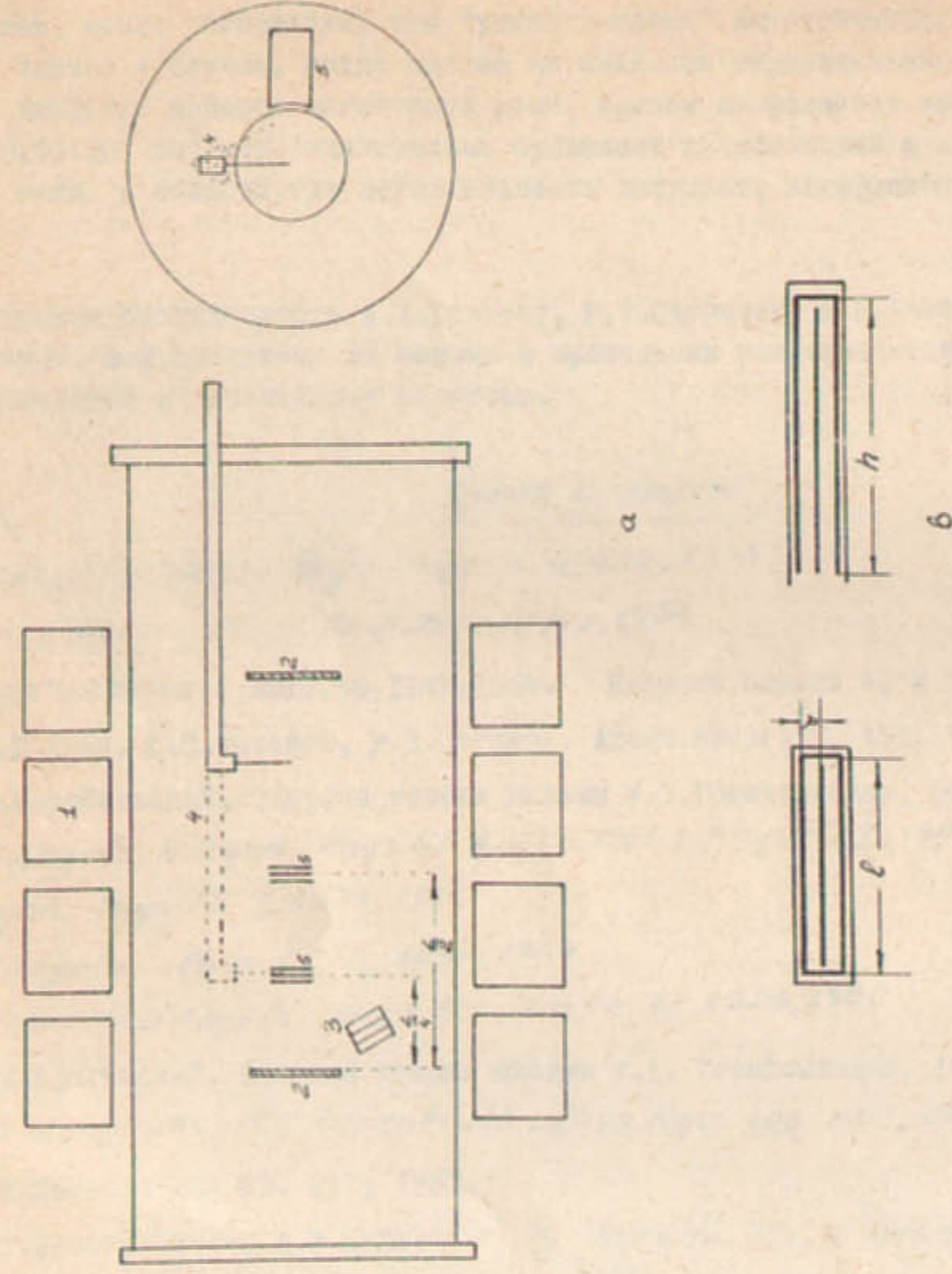


Рис. 1.

а. Схема установки. в. Схема измерения потока.
 1. Катушки магнитного поля; 2. Дольфрамовые пластины;
 3. Напильник; 4. Подвижной зонд; 5. Измеритель потока.

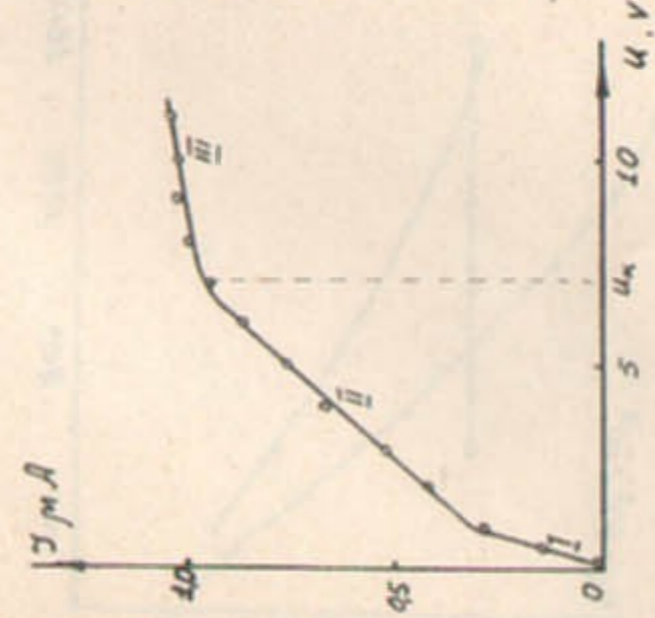


Рис. 2.

Вольт-амперная характеристика измерителя диффузии.
 $\eta = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; $H = 1000 \text{ эрст.}$

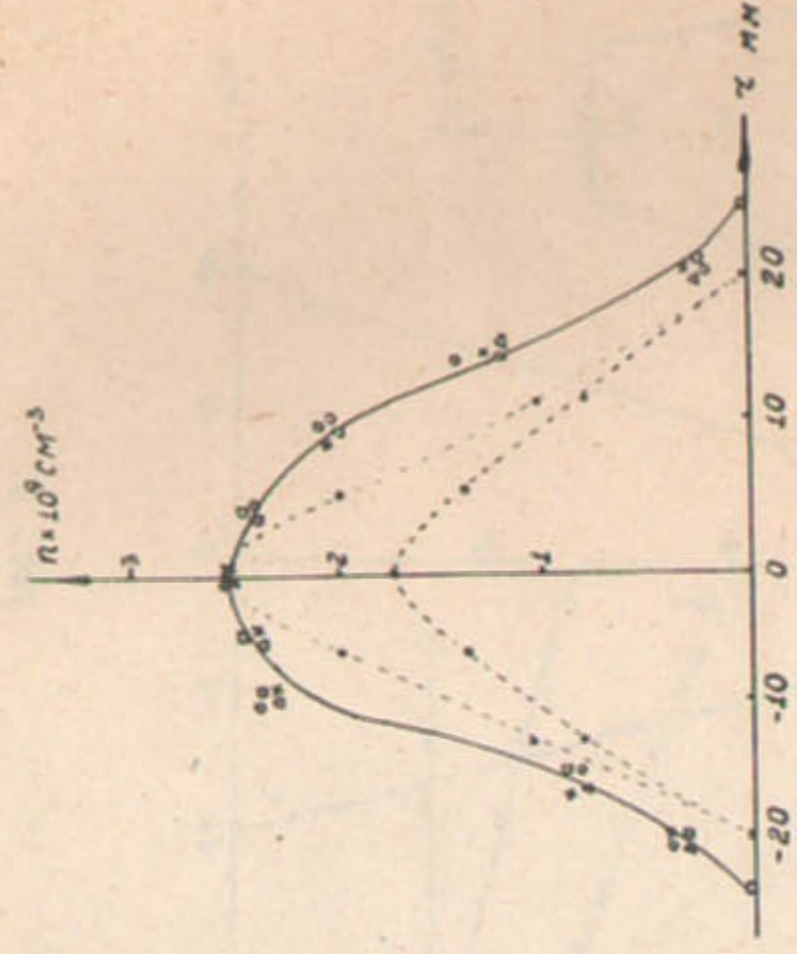


Рис. 3.

Зависимость радиального распределения плотности от магнитного поля.
 Значения H в эрст: $\circ - 1400$; $\square - 1200$; $\triangle - 800$; $\times - 500$
 ---- расчет для $H = 1400$ (верхняя кривая) и 800 эрст.

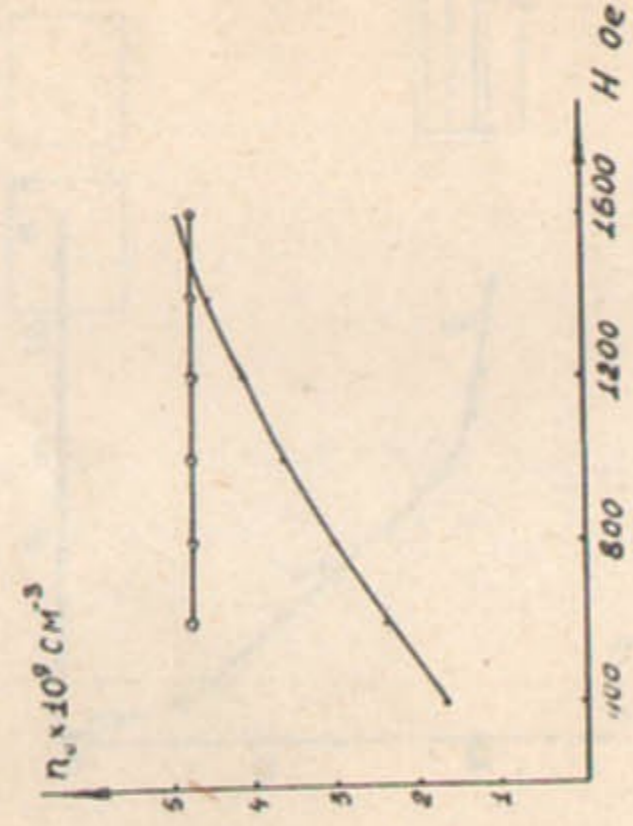


Рис. 4.
Зависимость D_0 от магнитного поля.
○ — эксперимент; — — расчет.

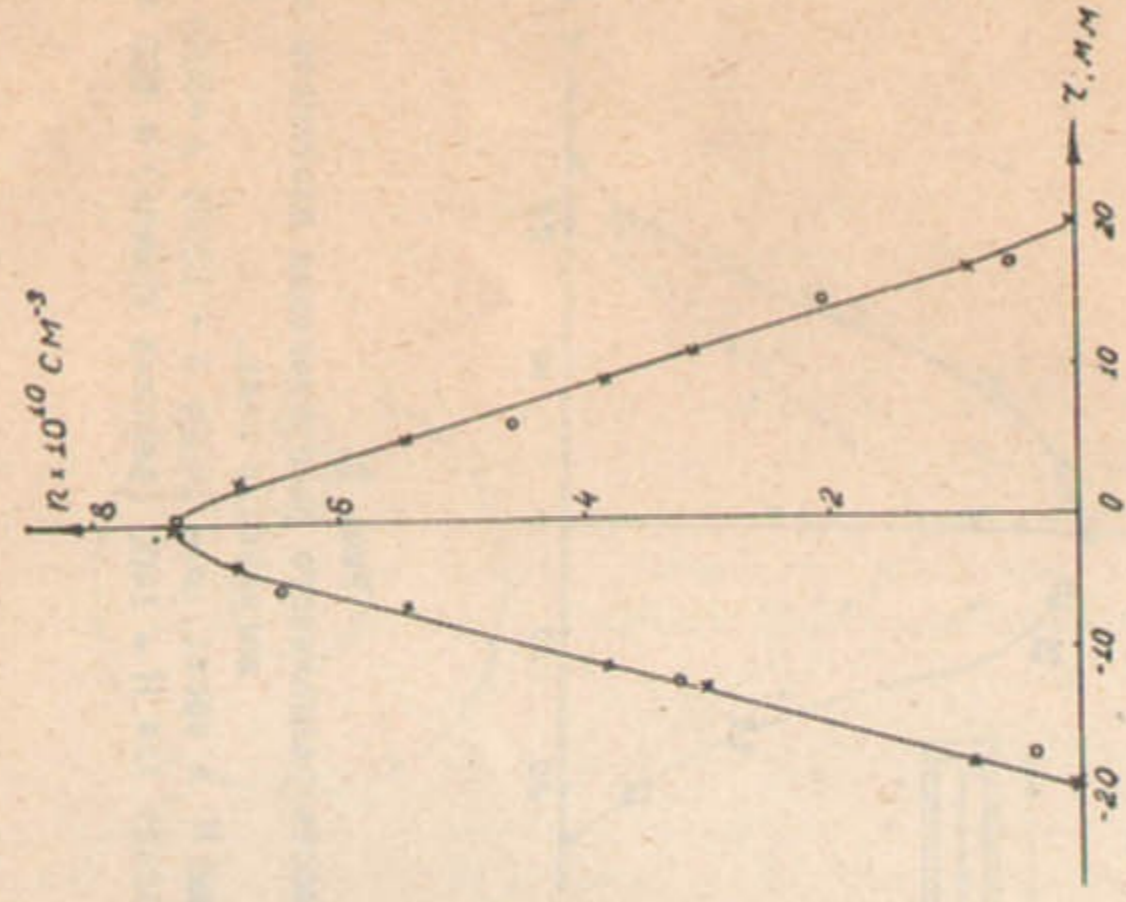


Рис. 5.
Радиальное распределение плотности.
○ — эксперимент; — — расчет. $H=1600$ эрст.

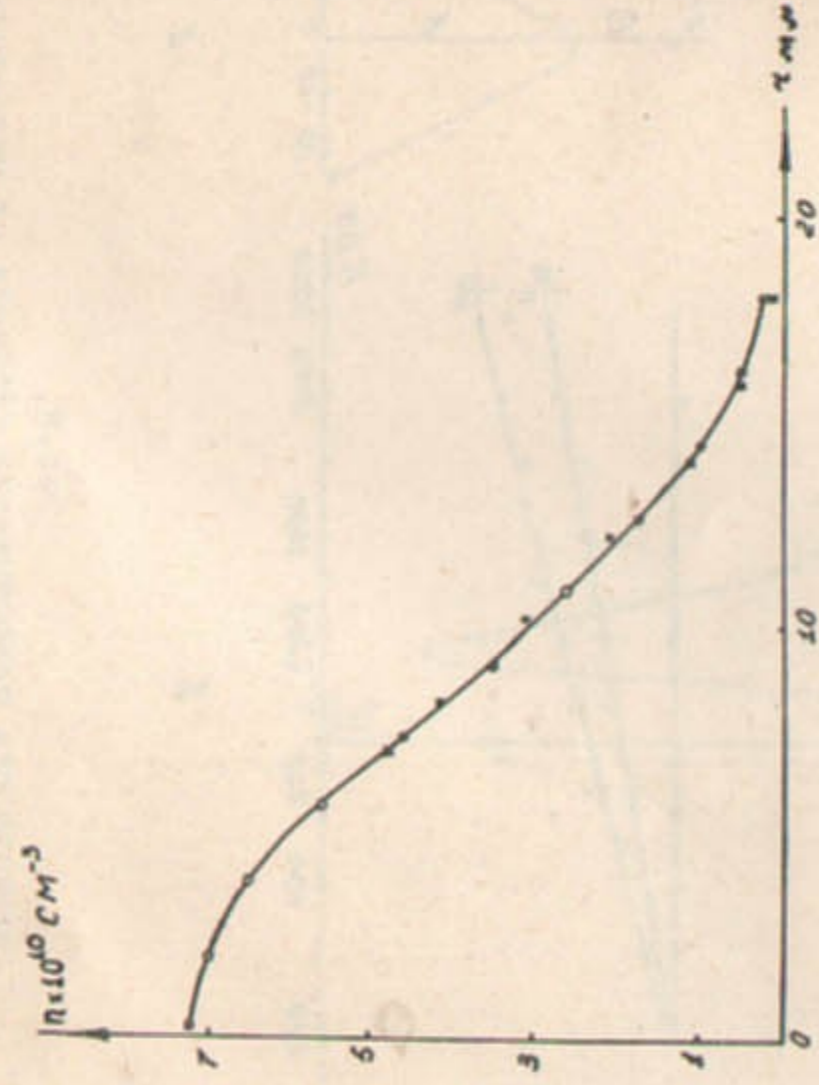


Рис. 6.
Радиальное распределение плотности.
○ — эксперимент; — — расчет. $H=1600$ эрст. $\tau \sim 7$ мс.

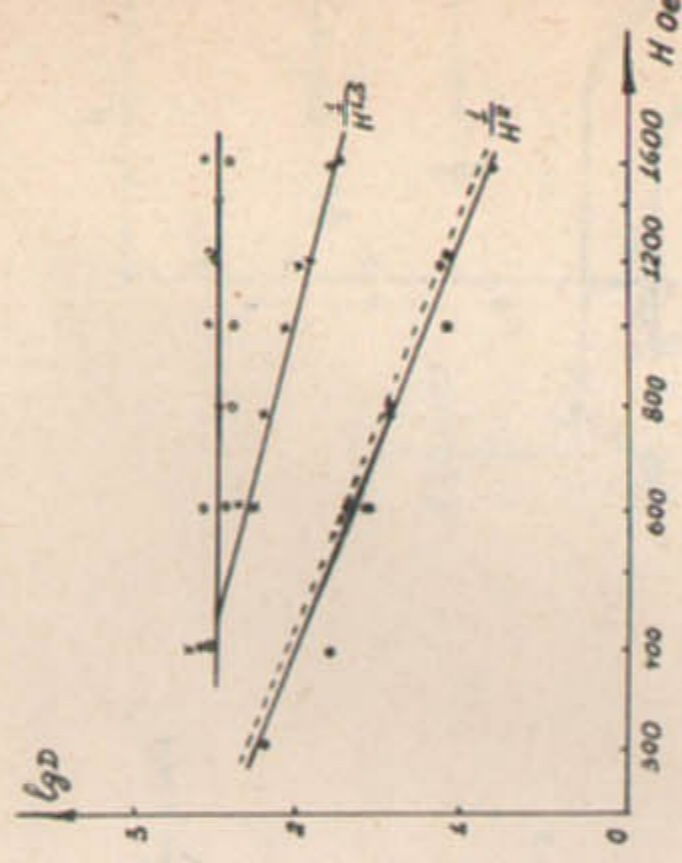
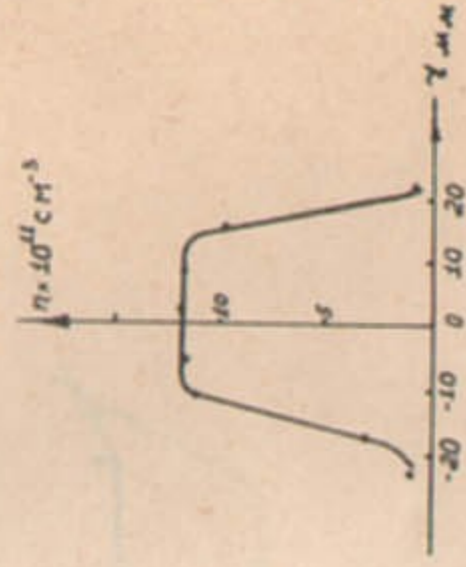


Рис. 7.
1. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля.
2. Радиальное распределение плотности.
Значения n в см^{-3} : ○ — $8 \cdot 10^9$; × — $4,8 \cdot 10^{10}$; • — $3 \cdot 10^{11}$;
----- классическая диффузия.



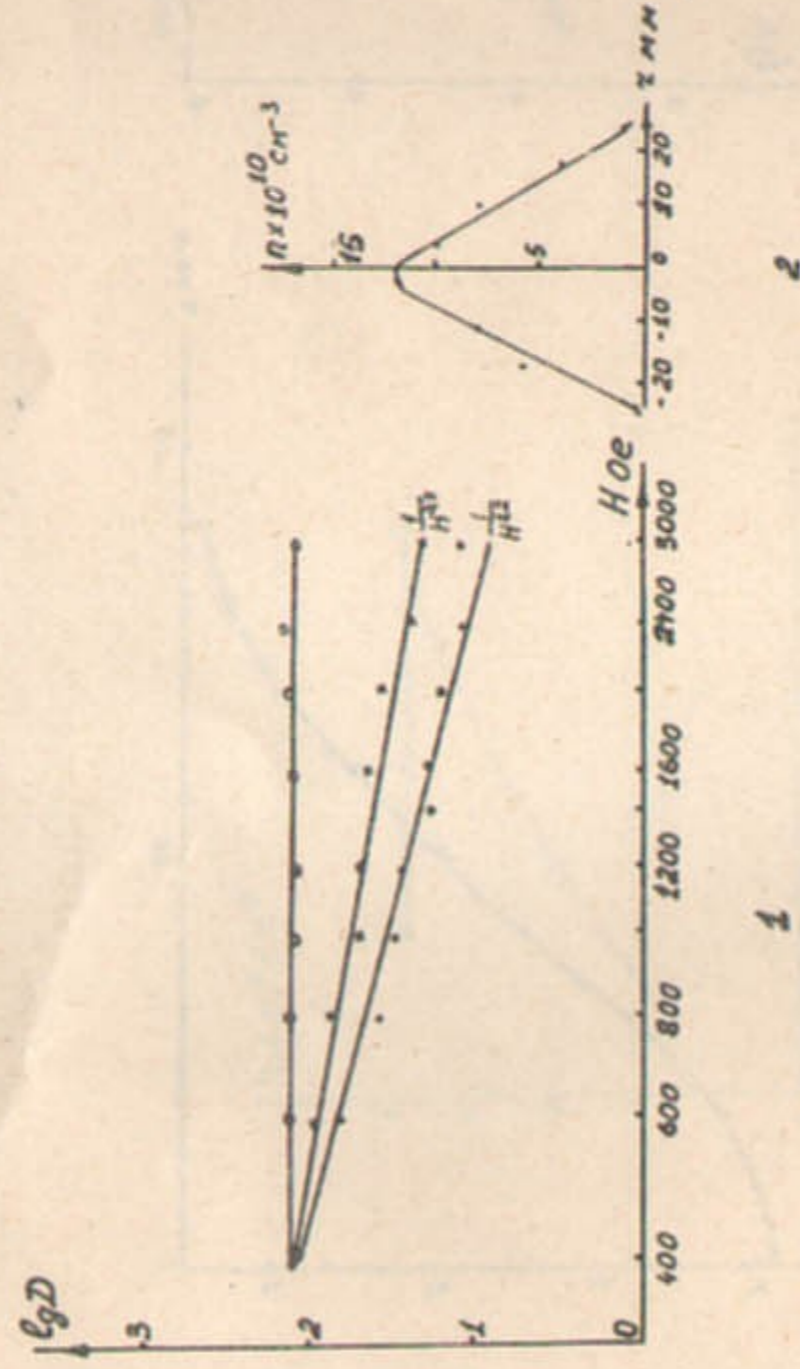


Рис. 8.
 1. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля.
 2. Радиальное распределение плотности.
 Значения η в cm^{-3} : $\circ - 1,5 \cdot 10^{10}$; $\times - 5 \cdot 10^{10}$; $\bullet - 3 \cdot 10^{11}$.

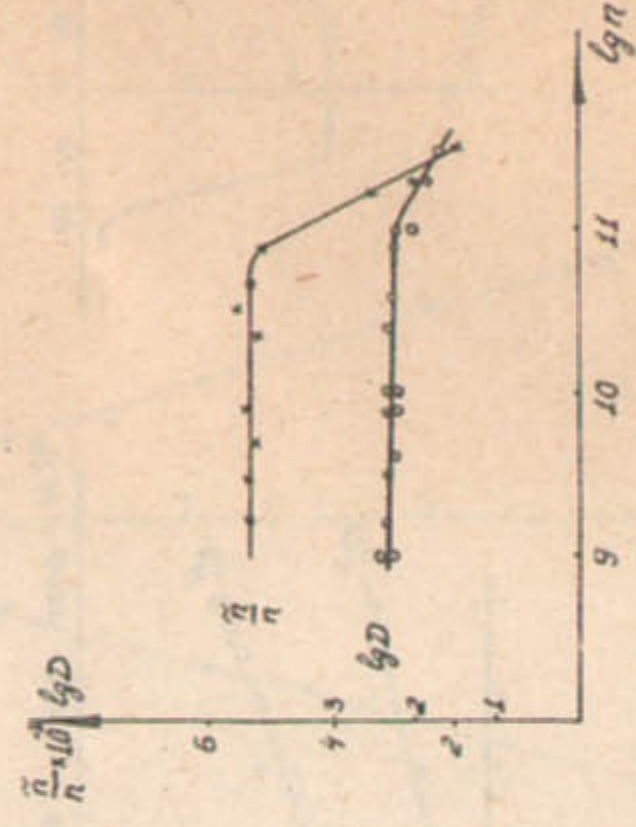


Рис. 9.
 Зависимость коэффициента диффузии и амплитуды колебаний от плотности. $N = 1000$ эрст; $f = 5$ кГц.

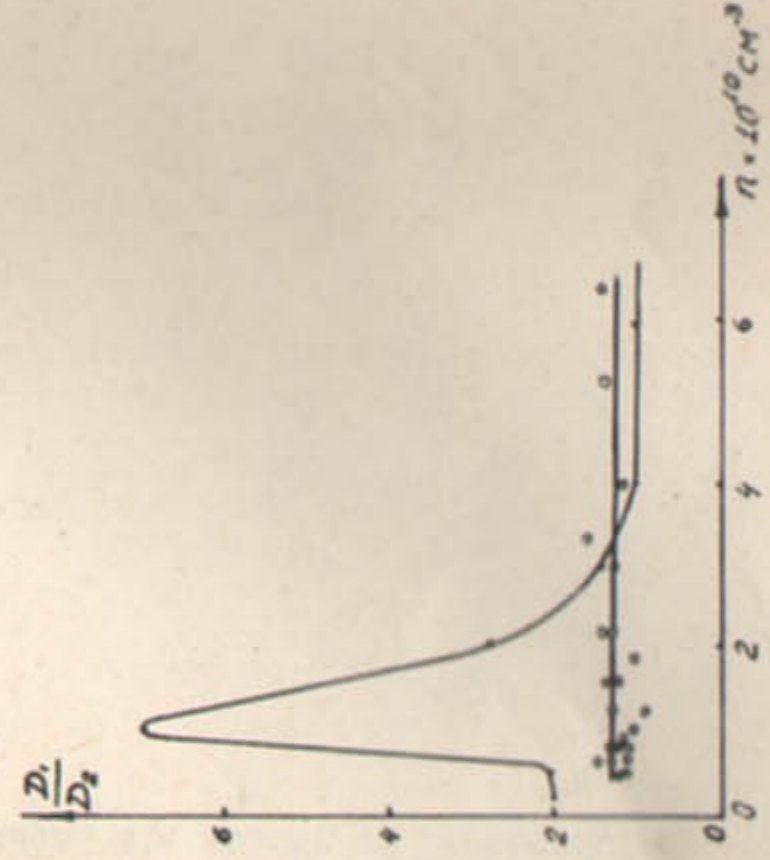


Рис. 10.
 Проверка стеночной диффузии.
 \circ - эксперимент; \bullet - расчет.

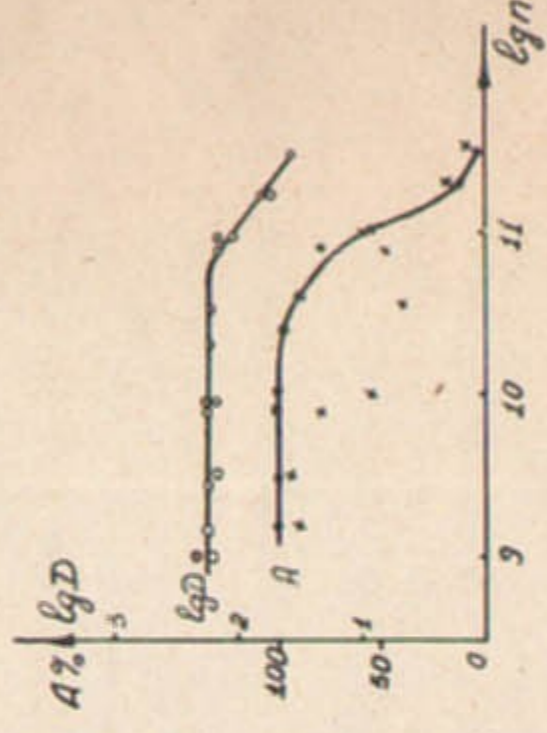


Рис. 11.
 Зависимость коэффициента диффузии и процента модуляции от плотности. \times - эксперимент; \bullet - расчет.

Ответственным за выпуск Э.М.Смокотин
Подписано и печати 25/ \bar{x} - 64
Формат бумаги 270 x 190, тираж 200
Заказ № МНОО657 Бесплатно.

Отпечатано на ротспринте в Институте
ядерной физики СО АН СССР.