

Diffusion perpendicular to the magnetic field in the universal instability

To cite this article: N. S. Buchelnikova 1966 *Nucl. Fusion* **6** 122

View the [article online](#) for updates and enhancements.

You may also like

- [MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS OF THE SPATIO-TEMPORAL EVOLUTION OF SOLAR FLARES WITH AIA/SDO. I. UNIVERSAL SCALING LAWS OF SPACE AND TIME PARAMETERS](#)
Markus J. Aschwanden, Jie Zhang and Kai Liu
- [Classical plasma diffusion with rational magnetic surfaces](#)
Hussain M Rizk
- [A tutorial on inverse problems for anomalous diffusion processes](#)
Bangti Jin and William Rundell

ДИФФУЗИЯ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ УНИВЕРСАЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АКАДЕМИИ НАУК СССР

НОВОСИБИРСК

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 от магнитного поля и сравнении экспериментальных плотностей с расчетом в предположении, что диффузия классическая. В диапазоне плотностей $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, радиальное распределение и плотность в максимуме распределения не зависят от магнитного поля. При больших плотностях полуширина распределения уменьшается, а максимум падает с ростом поля. При плотностях $\sim 7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ кривые для радиального распределения хорошо совпадают с расчетными.

Проведены прямые измерения коэффициента диффузии методом измерения потока плазмы поперек магнитного поля. 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 $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ наблюдается зависимость $1/H^2$ и коэффициент диффузии по абсолютной величине совпадает с классическим. 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 $\sim 40\%$. 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. 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. Классическая диффузия наблюдается в области, где неустойчивость затухает. 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

$$\omega \approx k_y \frac{c T n'}{e H n} \quad (1)$$

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_1 . При этом плазменный столб имеет вид цилиндра длиной $2L$, 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 работе 9.

Будем считать, что система цилиндрически симметрична, и выберем 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:

$$\nabla \cdot (n \mathbf{v}_e) + \alpha n^2 = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (n \mathbf{v}_i) + \alpha n^2 = 0 \quad (3)$$

$$\nabla (n T) - (e n/c) \mathbf{v}_e \times \mathbf{H} = R_{ei} \quad (4)$$

$$\nabla (n T) - (e n/c) \mathbf{v}_i \times \mathbf{H} = -R_{ei} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (4\pi/c) \mathbf{j} \quad (6)$$

Здесь, согласно [10]

$$R_{ei} = (e n/\sigma) (0,51 \mathbf{j}_{\parallel} + \mathbf{j}_{\perp})$$

$$\mathbf{j} = e n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$$

$$\sigma = n e^2 \tau_{ei}/m$$

$$\tau_{ei} = \frac{3 m^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}}}{4 (2\pi)^{\frac{1}{2}} A e^4 n}$$

Отметим сразу же, что

$$\tau_{ii} = \frac{3 M^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}}}{4 (2\pi)^{\frac{1}{2}} A e^4 n} \quad (7)$$

m, M — масса электронов и ионов
 n, T — плотность и температура плазмы (предполагается $n_e = n_i, T_e = T_i$)
 v_e, v_i — скорость дрейфа электронов и ионов
 α — коэффициент рекомбинации
 A — кулоновский логарифм
 R_{ei} — сила трения, обусловленная электрон-ионными столкновениями
 σ — проводимость плазмы
 $j_{||}, j_{\perp}$ — ток, параллельный и перпендикулярный магнитному полю
 τ_{ei} — характерное время электрон-ионных столкновений
 τ_{ii} — характерное время ион-ионных столкновений.

Решение ур. 2–6 приводит к уравнению диффузии поперек магнитного поля

$$n v_r = -D_{ei} (dn/dr) \quad (8)$$

где коэффициент диффузии

$$D_{ei} = 2n T c^2 / \sigma H^2$$

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

$$\frac{d^2(n^2)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d(n^2)}{dr} - \frac{2\alpha n^2}{A} = -\frac{2m}{A} \quad (0 \leq r \leq r_1)$$

$$\frac{d^2(n^2)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d(n^2)}{dr} - \frac{2\alpha n^2}{A} = 0 \quad (r_1 < r) \quad (9)$$

здесь

$$A = D_{ei}/n$$

$$m = 2(n v)_0 / 2L$$

$(n v)_0$ — поток нейтральных атомов, падающих на поверхность пластины.

Уравнения 9 имеют решение в функциях Бесселя.

Если в уравнениях переноса 4 и 5 учесть вязкость, что эквивалентно учету ион-ионных столкновений, то приходим к уравнению диффузии [11, 12]

$$n v_{ir} = -D_{ei} \frac{dn}{dr} - \frac{3\varrho_i^4}{8n \tau_{ii}} \frac{d}{dr} \left[n^2 r^2 \frac{dr}{d} \left(\frac{dn}{n dr} - r n \frac{dn}{dr} \right) \right] \quad (10)$$

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 [13]. При этом следует рассматривать эффекты, обусловленные столкновениями с одной стенкой или с двумя.

Столкновения со стенкой можно учесть в ур. 4 и 5, введя силу трения со стенкой $M v_i / t$, определяемую через некоторое эффективное время столкновений со стенкой t . Отметим, что следует учитывать только ионные столкновения, поскольку сила трения, обусловленная электронными столкновениями, меньше в $(m/M)^{1/2}$ раз.

Время столкновения со стенками можно оценить из следующих простых соображений: для случая столкновений с двумя стенками характерный размер $\approx 2L$, т.е. коэффициент продольной диффузии $\approx 4L^2/t$; с другой стороны $D_{||} \approx \lambda^2/\tau_{ii}$ (λ — длина свободного пробега). Из равенства этих коэффициентов находим $t \approx (4L^2/\lambda^2) \tau_{ii}$.

Для столкновений с одной стенкой t можно оценить по частоте столкновений со стенкой, учитывая, что вероятность столкновения на расстоянии $L-z$ от стенки $\propto \exp [(-L+z)/\lambda]$

$$\frac{1}{t} \propto \frac{v_i}{L-z} \exp -\frac{L-z}{\lambda} = \frac{\lambda}{(L-z)\tau_{ii}} \exp -\frac{L-z}{\lambda} \quad (11)$$

Учет трения со стенкой приводит к уравнению диффузии

$$n v_{ir} = -D_{ei} \frac{dn}{dr} - \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{\varrho_i^2 \lambda}{\tau_{ii}} \left[\frac{1}{L-z} \exp -\frac{L-z}{\lambda} + \frac{1}{L+z} \exp -\frac{L+z}{\lambda} \right] \frac{dn}{dr} - \frac{1}{\tau_{ii}} \left(\frac{\varrho_i \lambda}{2L}\right)^2 \frac{dn}{dr} \quad (12)$$

Здесь второй член определяется столкновениями с одной стенкой, третий — с двумя. Напомним, что $z=0$ на расстоянии L от пластины.

Итак, можно выписать четыре коэффициента диффузии

$$D_{ei} = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \frac{\varrho_i^2}{\tau_{ei}} \propto \frac{n}{H^2}$$

$$D_{ii} \propto \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{\varrho_i^2}{R^2} D_{ei} \propto \frac{n}{H^4} \quad (13)$$

если считать

$$\frac{d^3 n}{dr^3} \propto \frac{dn}{R^2 dr}$$

$$D_{cT1} \propto \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{\lambda D_{ei}}{L-z} \exp -\frac{L-z}{\lambda} \propto \frac{n \exp(-L+z)}{H^2(L-z)}$$

$$D_{cT2} \propto \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{\lambda^2 D_{ei}}{4L^2} \propto \frac{1}{n H^2} \quad (14)$$

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 [12, 14]. 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 плазменного цилиндра.

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 рас-

сматривалась 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 H^{-2} . В частности в работе [15] было показано, что в гидродинамическом случае можно ожидать Бомовский коэффициент диффузии $D \propto H^{-1}$.

Непосредственно применить результаты этих работ к нашему случаю [3], по-видимому, не представляется возможным, так как при возбуждении универсальной неустойчивости в калиевой плазме помимо шума наблюдаются монохроматические волны с постоянными фазовыми соотношениями между гармониками.

Описание установки

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе [18]. Схема установки приведена на рис. 1. Как уже говорилось, плазма образуется

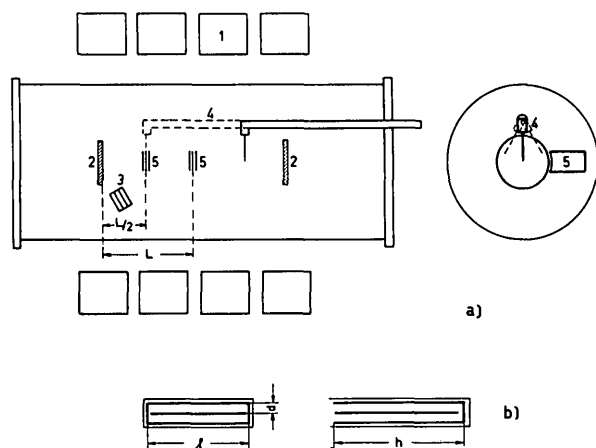


Рис. 1 а. Схема установки. в. Схема измерителя потока: 1) катушки магнитного поля; 2) вольфрамовые пластины; 3) напылитель; 4) подвижной зонд; 5) измерители потока.

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 эр, часть экспериментов проводилась при полях до 3000 эр. 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 $\sim (2-8) \cdot 10^{-7}$ тор. 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 сильно-ионизованной во всем диапазоне плот-

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

Измерение плотности производилось двойным зондом, прокалброванным 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. Амплитуда 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 мкв. 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 поперек магнитного поля [13]. Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины (рис. 1 в), между которыми приложен потенциал так, что электрическое поле 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 $n v_r$. Определяя по $n(r)$ градиент плотности, находим коэффициент диффузии $D = n v_r / (dn/dr)$.

Измеритель потока выполнен из конструктивных соображений в виде заключенной в экран коробочки с центральной пластиной. 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. Вольт-амперная характеристика измерителя потока приведена на рис. 2.

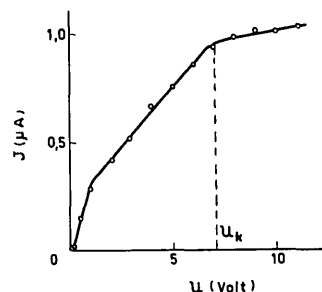


Рис. 2 Вольт-амперная характеристика измерителя диффузии. $n = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $H = 1000$ эр. Участок 1 имеет напряжение до 1 вольта; участок 2 предназначен для напряжения ниже U_k ; участок 3 — с напряжением превышающим U_k .

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 распределение, измеренное вблизи от нагревателя, и распределение 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 n_0 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 $dn/dr \approx n_0/a$.

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 $d = 1,5$ или 3 мм и $l = 28$ или 12 мм, совпадают с точностью $\sim 5\%$. Основные измерения проводились обычно с измерителем, имеющим $d = 3$ мм и $l = 28$ 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 желательным было иметь метод измерения абсолютной величины амплитуды колебаний.

Известно, что дрейфовые волны должны сопровождаться колебаниями плотности n^* и потенциала V^* . Если возмущения потенциальны ($\nabla \times E = 0$), то при малых амплитудах можно ожидать выполнение равенства

$$\frac{n^*}{n} = \frac{eV^*}{T} \quad (15)$$

Измерения проводились по зондовой методике [19, 20], позволяющей при изменении потенциала смещения зонда отдельно измерять n^* и V^* . При этом n^* измеряется по переменной составляющей ионного тока насыщения, V^* — по переменной составляющей тока вблизи точки, где постоянный ток обращается в нуль.

Для проверки методики проводилось сравнение n^* , определенного одиночным и двойным зондом, а также проверялась квазинейтральность возмущений плотности сравнением n^* , определенного по электронной и ионной ветви вольт-амперной характеристики [20]. В первом случае результаты совпадали с точностью $\sim 30\%$, во втором $\sim 15\%$.

Проверка соотношения 15 с одной стороны служила проверкой правильности предположения о потенциальности колебаний, с другой характеризовала точность измерения возмущений. Оказалось, что равенство выполняется с точностью $\sim 20\%$ во всем исследованном диапазоне плотностей (10^9 — 10^{11} см $^{-3}$). Таким образом, можно утверждать, что методика позволяет достаточно надежно измерять возмущения, хотя точность метода, конечно, не превышает точности обычных зондовых измерений. Отметим, что поскольку измерение амплитуды колебаний плотности проще и надежнее, V^* как правило, не измерялось, а определялось по отношению 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 ур. 9 для расчета $n(r)$ необходимо знание потока нейтральных атомов $(nv)_0$ и радиуса области напыления r_1 . Если r_1 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 $H = 1600$ эр и подбиралось значение $(nv)_0$ такое, чтобы n_0 , определенное решением уравнения при $H = 1600$ эр, 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, позволяющий не учитывать $(nv)_0$, заключался в том, что по экспериментальной кривой в точке $r \gtrsim r_1$ определялось n и n' . Используя эти значения, как граничные условия по ур. 9 для области $r > r_1$, 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 $\alpha = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$. Точные измерения коэффициента рекомбинации, проведенные в последнее время [М. М. Hammer, В. В. Aubrey, Phys. Rev. 411 (1966) 146] дают значение $\alpha = (3,1 \pm 2,3) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ при эффективной температуре 1540° К и плотности электронов $(3,5 \pm 2,1) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Оказалось, что при малых плотностях ($1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) 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 $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ полуширина $n(r)$ уменьшается, а n_0 падает с ростом магнитного поля, откуда следует, что коэффициент диффузии падает с ростом магнитного поля. В области плотностей $7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ $n(r)$ довольно хорошо

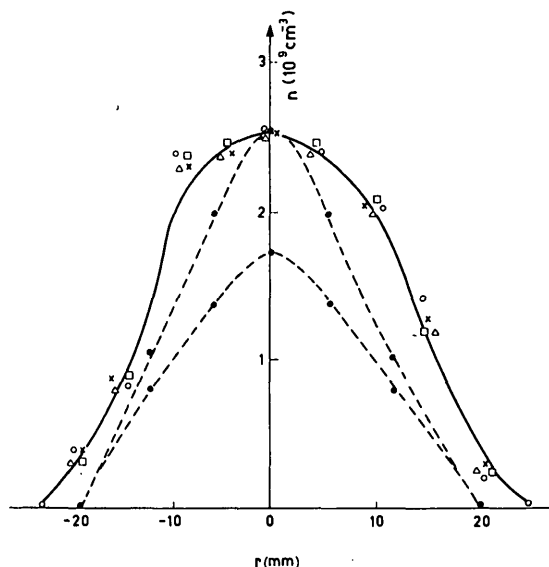


Рис. 3 Зависимость радиального распределения плотности от магнитного поля. Значения H в эр: \circ — 1400; \square — 1200; \triangle — 800; \times — 600. — — — расчет для $H=1400$ (верхняя кривая) и 800 эр.

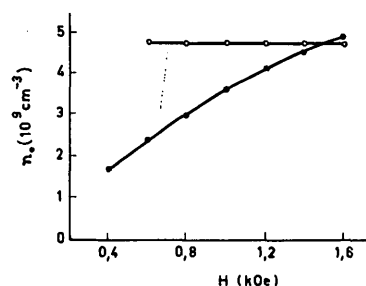


Рис. 4 Зависимость n_0 от магнитного поля. \circ — эксперимент; \bullet — расчет.

согласуется с расчетом по обоим методам (рис. 5, 6). Отметим, что во всем диапазоне распределение плотности плазмы по оси однородно.

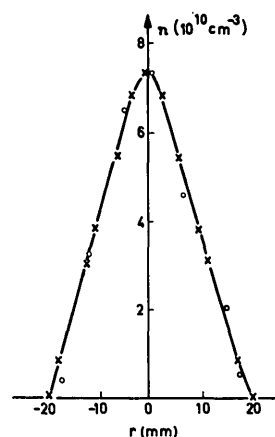


Рис. 5 Радиальное распределение плотности. \circ — эксперимент; \times — расчет; $H=1600$ эр.

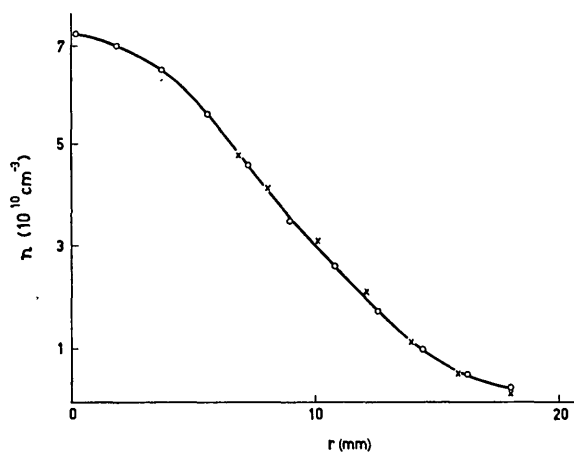


Рис. 6 Радиальное распределение плотности. \circ — эксперимент; \times — расчет; $H=1600$ эр; $r_1 \sim 7$ мм.

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 проводились, в основном, на распределении, близком к типу I.

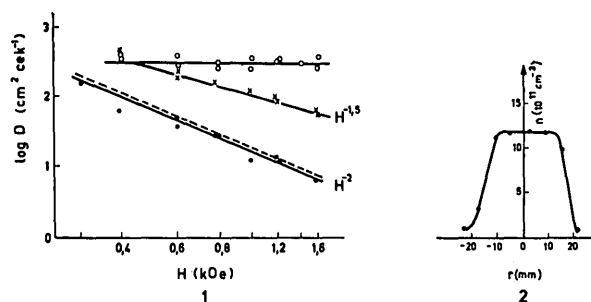


Рис. 7 1. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля. 2. Радиальное распределение плотности. Значения n в см^{-3} : \circ — $8 \cdot 10^9$; \times — $4,8 \cdot 10^{10}$; \bullet — $3 \cdot 10^{11}$; — — — классическая диффузия.

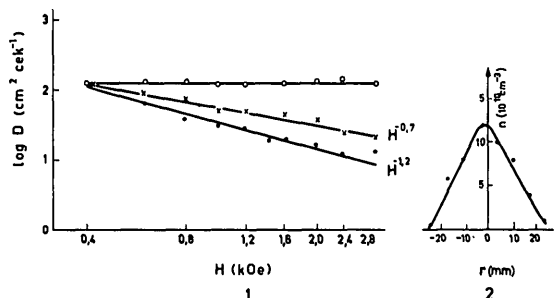


Рис. 8 1. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля. 2. Радиальное распределение плотности. Значения n в см^{-3} : \circ — $1,5 \cdot 10^{10}$; \times — $5 \cdot 10^{10}$; \bullet — $3 \cdot 10^{11}$.

Как видно из рис. 7 и 8, коэффициент диффузии при малых плотностях, действительно, не зависит от магнитного поля. Отметим, что 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 $\sim 1-2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (отметим, что здесь и ниже приводятся значения n_0). С ростом плотности зависимость становится более сильной и при $n \sim 2-3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ достигает 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 $n \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - D \propto H^{-1}$.

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

Оказывается, что амплитуда колебаний плотности n^* растет с ростом плотности, проходит через максимум при некоторой плотности n_{max} , а затем падает. Отношение n^*/n , пропорциональное 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 $(5-8) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, для II типа — $(1-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В одном из экспериментов при распределении II типа была

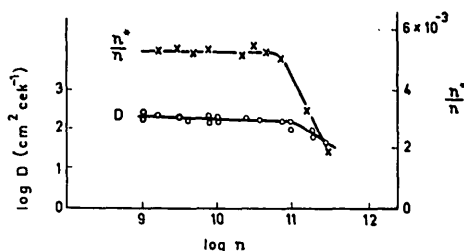


Рис. 9 Зависимость коэффициента диффузии и амплитуды колебаний от плотности. $H = 1000$ эр; $f = 5$ кгц.

снята зависимость $n_{\text{max}}(H)$. Оказалось, что n_{max} не зависит от H с точностью $\sim 30\%$. Среднее значение n_{max} при разных магнитных полях оказалось равным в этом эксперименте $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 9 показана зависимость от плотности коэффициента диффузии и отношения 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 диффузия, близкая к классической.

При работе с одним нагревателем в случае, когда вблизи поверхности нагретой пластины образуется электронный слой, неустойчивость затухает и при малой плотности. При этом четко наблюдается корреляция коэффициента диффузии и амплитуды колебаний. Оказалось, что в электронном слое измеренное значение $D \sim 10-20 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$. Поскольку $De_i \sim 1$, по-видимому эта величина определяется паразитными эффектами, т.е. дает предельное измеряемое значение D .

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 D_1/D_2 от n должна иметь вид, показанный на рис. 10. Измеренное отношение D_1/D_2 не зависит

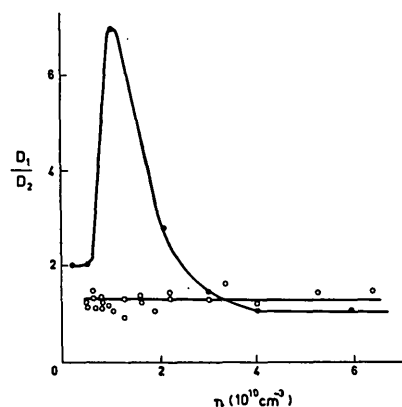


Рис. 10 Проверка стеночной диффузии. \circ — эксперимент; \bullet — расчет.

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 $n(r)$ вследствие неточностей изготовления и сборки источника плазмы. Оказалось, что для области малых плотностей среднее по разным сериям экспериментов значение $D = (2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$. 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 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 $n(r)$, вряд ли приходится ожидать хорошей воспроизводимости. Тем не менее оказывается, что среднее по разным сериям измерений значение n^*/n для наибольшего в спектре пика равно $(4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$, т.е. воспроизводится с точностью $\sim 50\%$ [20]. (Отметим, что приведенное значение n^*/n представляет собой значение амплитуды пика над уровнем шума вблизи этого пика. Полная амплитуда пика $\sim 10^{-2}$.) Поскольку эта цифра включает в себя и ошибки измерений, можно утверждать, что 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. 11. Расчетная кривая здесь представляет собой отношение $(D - D_{ei})/D$ (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 близкой к 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 плот-

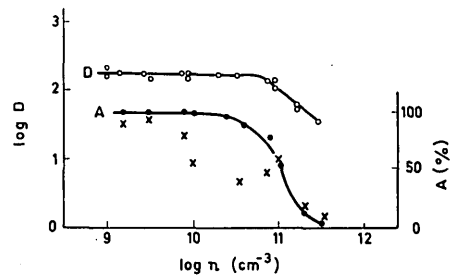


Рис. 11 Зависимость коэффициента диффузии и процента модуляции от плотности. \times — эксперимент; \bullet — расчет.

ностей 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 растет с ростом амплитуды колебаний вблизи границы плазма—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 $D_{ii} \propto n/H^4$, и стеночная

$$D \propto \frac{1}{(L-z)H^2} \exp -(L-z)n \quad (16)$$

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 $D_{ei} \propto n/H^2$ ни по зависимости от плотности и магнитного поля, ни по абсолютной величине.

Отчетливо наблюдается корреляция коэффициента диффузии и амплитуды колебаний потенциала. Действительно $D(n) = \text{constant}$, пока постоянно n^*/n , и начинает падать, когда падает n^*/n . При малых значениях n^*/n (электронный слой) мал и коэффициент диффузии.

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 $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$.

При больших плотностях ($7 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, 1 тип распределения), когда 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 H^{-2} зависимостей 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 [21], 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 $\lambda \approx 2L$ 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.

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 может быть объяснено ростом числа ион-ионных столкновений, оказывающих стабилизирующее действие [16, 21]. 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. (Следует отметить, что при проведении эксперимента не было достаточно тщательного контроля за слоем у поверхности нагретой пластины. Таким образом, не исключено, что возможной причиной затухания является изменение характера слоя.)

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. Поскольку диффузия в этих работах исследовалась при плотностях $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. по-видимому, для гидродинамического случая, вряд ли следует ожидать согласия с нашими результатами.

Итак, можно утверждать, что «универсальная» неустойчивость в бесстолкновительной плазме приводит к аномальной диффузии поперек магнитного поля, причем коэффициент диффузии, равный $(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^2 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$, значительно превышает классический. В области, где неустойчивость затухает, коэффициент диффузии по зависимости от магнитного поля и абсолютной величине близок к классическому.

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.

Литература

1. N. D'ANGELO, R. W. MOTLEY, *Phys. Fluids* 6 (1963) 422.
2. H. LASHINSKY, *Phys. Rev. Letters* 12 (1964) 121.
3. Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА, *Ж. экп. теор. Физ.* 46 (1964) 1147; *Ядерный синтез* 4 (1964) 165.
4. А. А. ГАЛЕЕВ, С. С. МОИСЕЕВ, Р. З. САГДЕЕВ, *Атомная энергия* 15 (1963) 451.
5. А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ, *Вопросы теории плазмы* т. 3, Госатомиздат, Москва (1964).
6. N. D'ANGELO, N. RYNN, *Phys. Fluids* 4 (1961) 275, 1303.
7. N. RYNN, *Phys. Fluids* 7 (1964) 1084.
8. N. D'ANGELO, *Phys. Fluids* 7 (1964) 1086.
9. N. RYNN, N. D'ANGELO, *Rev. Sci. Instr.* 31 (1960) 1326.
10. С. И. БРАГИНСКИЙ, *Вопросы теории плазмы* т. 1, Госатомиздат, Москва (1963).
11. C. L. LONGMIRE, M. N. ROSENBLUTH, *Phys. Rev.* 103 (1956) 507.
12. В. Е. ГОЛАНТ, *Ж. теор. Физ.* 33 (1963) 257.
13. Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА, А. М. КУДРЯВЦЕВ, Р. А. САЛИМОВ, *Ж. теор. Физ.* 35 (1965) 72.
14. А. Н. КАУФМАН, *Phys. Fluids* 1 (1958) 252.
15. С. С. МОИСЕЕВ, Р. З. САГДЕЕВ, *Ж. экп. теор. Физ.* 44 (1963) 763.
16. Г. М. ЗАСЛАВСКИЙ, С. С. МОИСЕЕВ, *Ж. теор. Физ.* 34 (1964) 410.
17. Б. Б. КАДОМЦЕВ, *Ж. экп. теор. Физ.* 45 (1963) 1230.
18. Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА, *Теплофизика высоких температур* 2 (1964) 309.
19. И. А. КОВАН, Ю. Л. МОСКВИН, В. Д. РУСАНОВ, В. П. СМЕРНОВ, Д. А. ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ, *Ядерный синтез* 4 (1964) 227.
20. Н. С. БУЧЕЛЬНИКОВА, Э. М. СМОКОТИН, в печати.
21. А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ, О. П. ПОГУЦЕ, *Докл. Акад. Наук* 156 (1964) 64.

(Рукопись получена 5 августа 1965 г.)