

45

49

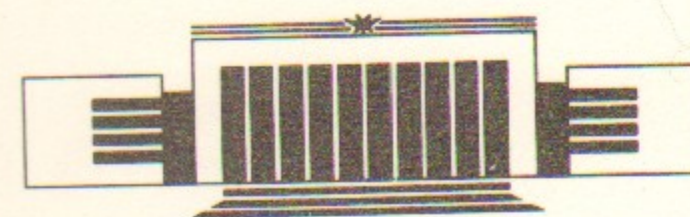


Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

А.А. Кабанцев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕНОСА В
ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ

ИЯФ 95-80



НОВОСИБИРСК

Экспериментальное исследование процессов поперечного переноса в турбулентной плазменной струе

А.А.Кабанцев

Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Аннотация

В работе приведены результаты первого этапа экспериментальных исследований процессов радиального переноса в турбулентной плазменной струе с аксиальным магнитным полем B_z . На этом этапе изучалась функциональная зависимость коэффициента диффузии D_{\perp} от квазистационарных величин скрещенных магнитного B_z и электрического E_r полей, приводящих к дифференциальному азимутальному вращению протяжённого плазменного столба. Обнаружено, что коэффициент диффузии однороден по сечению плазменного столба, более чем на порядок превышает бомовский, обратно пропорционален B_z и, что наиболее значимо, растёт как третья степень E_r . Величина и зависимость $D_{\perp} = f(B_z, E_r)$ согласуются с предсказаниями теории для коэффициента диффузии, обусловленного сильной турбулентностью низкочастотных колебаний, вызываемых развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Введение

Одной из причин аномально большого переноса частиц и энергии поперёк удерживающего магнитного поля в установках с высокотемпературной плазмой являются флуктуации электрических и магнитных полей. Вместе с возбуждаемыми ими флуктуациями функций распределения частиц они составляют турбулентный процесс, который оказывает непосредственное влияние на поведение и параметры плазмы в магнитных ловушках. Поэтому изучение функциональных зависимостей флуктуаций плотности и потенциала плазмы представляется немаловажным для понимания физики процессов переноса поперёк магнитного поля, ухудшающих удержание плазмы. При этом особенно важно исследовать характер влияния на коэффициенты поперечного переноса квазистационарных радиальных электрических полей, поскольку в настоящее время значительная роль последних в определении того или иного режима удержания плазмы и, в частности, в L/H переходе в токамаках, уже очевидна.

Данная работа представляет результаты первого этапа экспериментальных исследований процессов радиального переноса в турбулентной плазменной струе с аксиальным магнитным полем B_z и неоднородным поперечным электрическим полем E_r . На этом этапе преимущественно изучалась функциональная зависимость коэффициента диффузии D_{\perp} от квазистационарных величин скрещенных B_z и E_r полей, приводящих к дифференциальному вращению протяжённого плазменного столба и развитию в нём сильной турбулентности низкочастотных плазменных

колебаний. Также было исследовано влияние на динамику процессов аномальной диффузии и теплопереноса радиуса материальной "стенки" - диафрагмы, окружающей плазменную струю.

Объект исследований

Эксперименты по определению зависимостей коэффициента диффузии D_{\perp} , флуктуаций плотности \tilde{n} и потенциала плазмы ϕ проводились в протяжённой ($L \simeq 6$ м) плазменной струе, генерируемой квазистационарным дуговым газоразрядным источником с аксиальным магнитным полем B_0 и кольцевым сечением разрядного канала. Толщина трубки разрядного канала $2\delta R \approx 1$ см $\ll R \approx 6$ см, где R - его средний радиус. Исследование работы такого источника и параметров генерируемой им плазмы в случае прямой полярности напряжения на разряде было изложено в [1, 2, 3]. Прямая полярность напряжения - это когда электрическое поле внутри источника ускоряет электроны в направлении инжекции. Плазменная струя из источника транспортировалась вдоль гофрированного магнитного плазмоведа с полем до 30 кГс к регистрирующим устройствам и далее к плазмоприёмнику, находящемуся в магнитном расширителе. Плотность плазмы на выходе из источника $n_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, температура электронов $T_e \simeq 10$ эВ.

Одной из особенностей используемого источника плазмы является магнитная изоляция его анода от трубчатого магнитного потока, перехватываемого кольцевым катодом. В силу указанной магнитной изоляции вблизи анода образуется мощный скачок потенциала $U_a \approx 150 \div 300$ В, обеспечивающий конвективный перенос электрического тока поперёк магнитного поля и формирующий сильно неоднородное радиальное электрическое поле $E_r(r)$, напряжённость которого грубо оценивается как $E_r \sim U_a/\delta R$ и составляет несколько сотен В/см. Было показано, что обнаруженное в этом режиме быстрое нарастание температуры ионов в плазменной струе после её выхода из источника до аномально высоких значений ($T_i \simeq 50$ эВ $\gg T_e \simeq 10$ эВ)[3] объясняется турбулентным нагревом ионов при развитии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, связанной с неоднородным профилем угловой скорости вращения $\omega_E(r) = E_r(r)/rB_z$ плазменного столба в скрещенных полях[2]. Величина радиального шира угловой скорости вращения

$$\frac{\partial \omega_E}{\partial r} = \frac{1}{B} \frac{\partial (E_r/r)}{\partial r} \simeq \frac{1}{B_0 R} \frac{U_a}{\delta R^2}, \quad (1)$$

выносимого в плазменную струю из источника вместе с электрическим полем E_r вследствие замагниченности электронного компонента токами выноса, достигающими 20 ÷ 30 % от разрядного тока[4], определяется вышеуказанным прианодным скачком потенциала U_a , сосредоточенным в узком слое на внешней границе плазменной струи. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, увеличивая коэффициенты поперечного переноса, стремится выровнять радиальный профиль угловой скорости вращения плазменного столба $\omega_E(r)$, переводя посредством турбулентного нагрева часть кинетической энергии вращающихся "слоёв" при их перемешивании в тепловую энергию ионного компонента. При этом электронный компонент вследствие высокой продольной теплопроводности на источник плазмы фактически оказывается термостатированным на уровне потенциала ионизации.

Частотный спектр возбуждаемых неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца флуктуаций плотности и потенциала плазмы определяется характерной частотой азимутального дрейфа в скрещенных полях $\omega_E \simeq U_a/(B_0 R \delta R)$ и ее гармониками [2]. Уровень нелинейного насыщения амплитуды волновых движений, возбуждаемых этой неустойчивостью, в свою очередь, прямо связан с величиной шира (1) угловой скорости вращения плазменного столба в скрещенных полях, задаваемой анодным скачком потенциала U_a . Величина U_a зависит определённым образом от величины тока разряда I , магнитного поля в источнике B_0 и некоторого чисто геометрического фактора, учитывающего степень пространственной изоляции анода источника от перехватываемого катодом магнитного потока. Изменяя U_a или B_0 , мы можем изменять контролируемым образом как ω_E , так и $\partial \omega_E/\partial r$. Более того, изменив радиальное положение анода относительно кольцевого газоразрядного канала, мы имеем возможность полностью подавить развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [5]. Таким образом, используемый источник плазмы обладает уникальной возможностью оперативного управления частотным спектром и уровнем насыщения низкочастотных плазменных колебаний *выделенного турбулентного процесса* вплоть до полного его "выключения".

Другой отличительной особенностью исследуемой плазменной струи является ярко выраженный "сносовый" характер развивающихся в ней процессов поперечного переноса, когда течение плазмы вдоль магнитного поля происходит с некоторой потоковой скоростью $u_z \approx 5 \cdot 10^6$ см/с $\leq v_T$, преимущественно в бесстолкновительном режиме, а коэффициент D_{\perp} настолько велик и поглощающая стенка так близка, что характерный масштаб изменения плотности плазмы в осевом направлении, происходящего

в основном за счёт поперечной диффузии, оказывается сравним с длиной свободного пробега ионов λ_i . Обоснованность этого утверждения следует как из прямых измерений соответствующих параметров плазменной струи ($u_z, n(z), T_i(z)$), так и из экспериментов с различными лимитерами и диафрагмами, диффузионные потоки плазмы на которые в задиафрагменных областях были зарегистрированы только со стороны источника плазмы. В частности, в данном эксперименте охватывающая плазменную струю кольцевая диафрагма с внутренним диаметром $2a = 15$ см была установлена на расстоянии $z_d = 225$ см от источника при полной длине плазменной струи более 6 м. Диафрагма представляла собой два идентичных изолированных калориметрических кольца. Измерения показали, что поток мощности в диффузионных "крыльях" плазменной струи на диафрагму со стороны источника более чем на порядок превышает поток мощности в обратном направлении. Таким образом, изменение радиальных распределений параметров плазмы в осевом направлении можно рассматривать в качестве временной развёртки воздействия процессов поперечного переноса на распределения параметров плазмы на выходе из источника.

Модель

В качестве физической модели реального эксперимента будем рассматривать установившееся течение замагниченной ($\rho_i \ll R$) и протяжённой ($L \gg R$) плазменной струи с характерной скоростью u_z вдоль силовых линий осесимметричного транспортирующего магнитного поля, когда параметры течения являются функцией только координат ψ и z , т. е. $\partial f / \partial t = 0$. Здесь ψ — потоковая координата, связанная с радиусом в парааксиальном приближении как $d\psi = Brdr$. И пусть характерный масштаб убывания плотности плазмы в осевом направлении L_n сравним (или меньше) как с характерной длиной изменения магнитного поля L_B , так и с длиной свободного пробега ионов λ_i . Тогда, пренебрегая в уравнении непрерывности конкурирующими членами, содержащими $\partial u_z / \partial z$ и $\partial B / \partial z$, получаем уравнение диффузии в виде

$$B^2 \frac{\partial}{\partial \psi} \left(D_{\perp} r^2 \frac{\partial n}{\partial \psi} \right) + u_z \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Это уравнение решается стандартным методом разделения переменных в форме

$$n(\psi, z) = n(\psi) \cdot Z(z). \quad (3)$$

Полагая $Z(z) = A \cdot \exp(-z/L_n)$ и $D_{\perp}(\psi) = \text{const}$, получаем

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{\partial n}{\partial \psi} + \frac{1}{\psi} \frac{u_z}{2L_n D_{\perp} B} n = 0. \quad (4)$$

Заметим здесь, что в случае боровской зависимости $D_{\perp}(B)$, т. е. если $D_{\perp} \propto B^{-1}$, то это уравнение инвариантно относительно зависимостей $D_{\perp}(z)$ или $B(z)$. Решение такого дифференциального уравнения, ограниченное на оси, представляет собой функцию Бесселя первого рода и нулевого порядка, т. е.

$$n(\psi) = J_0 \left[\sqrt{\frac{2u_z}{L_n D_{\perp} B}} \psi \right] \quad (5)$$

или

$$n(r) = J_0 \left[r \sqrt{\frac{u_z}{L_n D_{\perp}}} \right]. \quad (6)$$

Чтобы удовлетворить граничному условию на лимитере $n(a) = 0$, необходимо положить

$$L_n = \frac{a^2}{p_{\nu}^2} \frac{u_z}{D_{\perp}(z_d)}, \quad (7)$$

где p_{ν} — ν -й корень функции Бесселя. Это условие определяет продольный масштаб затухания соответствующей радиальной моды. Полное решение имеет вид

$$n(r, z) = \sum_{\nu=1}^{\infty} C_{\nu} J_0 \left[p_{\nu} \frac{r}{a} \sqrt{\frac{B(z)}{B(z_d)}} \right] \exp \left(-z \frac{p_{\nu}^2 D_{\perp}(z_d)}{a^2 u_z} \right), \quad (8)$$

в котором коэффициенты C_{ν} определяются при разложении по полученным выше радиальным решениям исходного распределения $n(r, 0)$. Очевидно, что тонкая структура начального кольцевого распределения плотности плазмы не играет принципиальной роли в силу быстрого исчезновения при течении струи вдоль оси $0z$ диффузионных мод высоких порядков. Поэтому при моделировании процесса диффузии в качестве распределения $n(r)$ на выходе из источника плазмы мы пользовались удобным представлением

$$n(r, 0) = n_0 \cdot \exp \left(-\frac{(r-R)^2}{\delta R^2} \right). \quad (9)$$

Измерение \tilde{n}/n и $\tilde{\phi}$

Относительный уровень флуктуаций плотности определялся из отношения переменной \tilde{I}_+ и усреднённой по времени I_+ составляющих ионного тока насыщения на тройной зонд. Используя установленный с помощью этого же зонда факт малости флуктуаций температуры электронов, получаем очевидный результат:

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{\tilde{I}_+}{I_+} \quad (10)$$

Измеренная тем же зондом флуктуирующая часть плавающего потенциала в силу указанной малости флуктуаций T_e оказывается непосредственно равна флуктуациям потенциала плазмы $\tilde{\phi}$.

Радиальный перенос частиц в турбулентной плазме возникает как следствие корреляционных эффектов между флуктуациями плотности \tilde{n} и радиальной скорости дрейфа $\tilde{v}_r = \tilde{E}_\theta/B_z$ и отличен от нуля только в том случае, если они коррелируют между собой. Азимутальная компонента флуктуирующего электрического поля \tilde{E}_θ определялась как

$$\tilde{E}_\theta = -\frac{d\tilde{\phi}}{rd\theta} = -i\frac{m}{r}\tilde{\phi}, \quad (11)$$

где $m = m(\omega)$ – номер азимутальной моды соответствующих волновых движений. Для определения присутствующих в плазме азимутальных мод неустойчивости Кельвина-Гельмгольца измерялись волновые спектры флуктуаций \tilde{n} и $\tilde{\phi}$ в 12-ти равномерно разнесённых по азимуту точках [2]. Спектр когерентности $|\gamma_{\tilde{\phi},\tilde{n}}(f)|$ флуктуаций плотности и потенциала плазмы при задержке между ними $\tau = 0$ определялся с помощью Фурье-анализа зондовых измерений и оказался близок к единице ($|\gamma_{\tilde{\phi},\tilde{n}}| = 0,8 \div 0,9$) вблизи присутствующих в плазме гармоник неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (рис.1).

Турбулентный радиальный поток частиц F_\perp можно выразить через низкочастотные флуктуации плотности и потенциала как

$$F_\perp = \gamma_{\tilde{\phi},\tilde{n}} \tilde{n} \tilde{v}_r = -i\gamma_{\tilde{\phi},\tilde{n}} m \tilde{n} \frac{\tilde{\phi}}{rB}, \quad (12)$$

или через локальный коэффициент диффузии как

$$F_\perp = -D_\perp \frac{dn}{dr}. \quad (13)$$

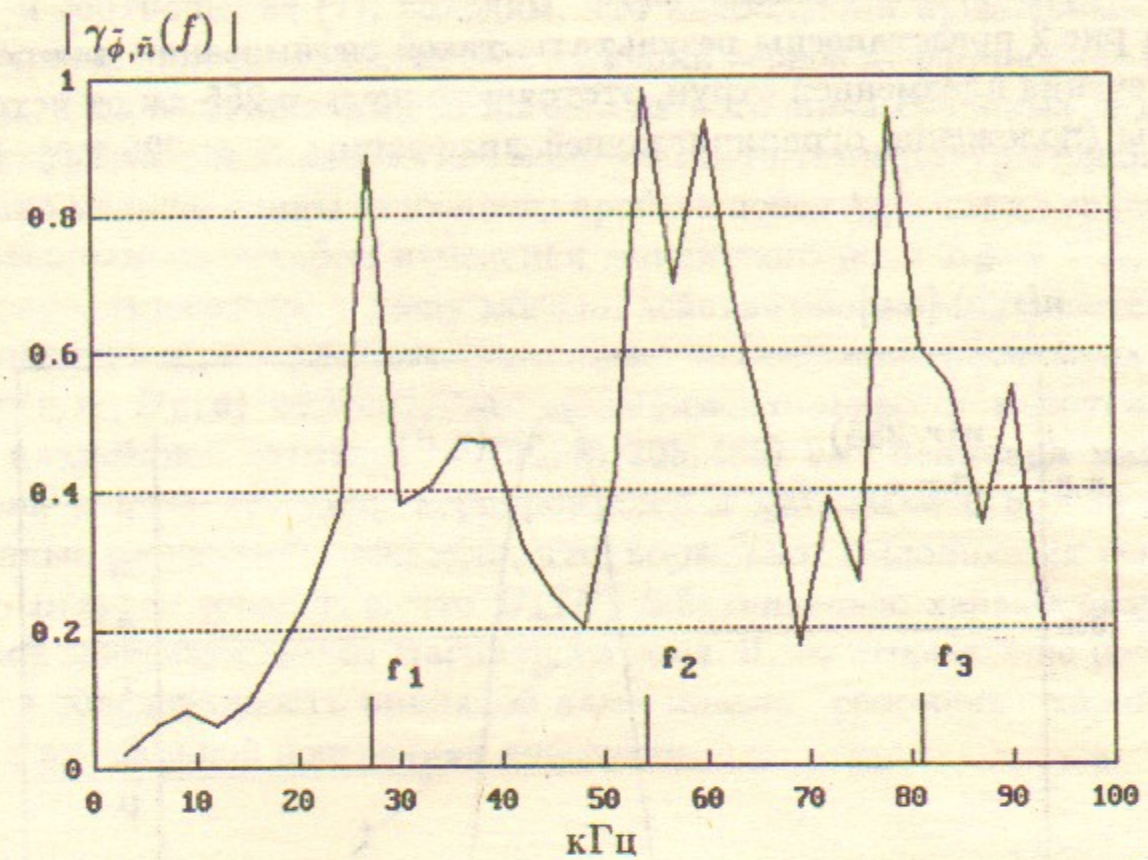


Рис. 1: Взаимная спектральная плотность флуктуаций \tilde{n} и \tilde{E}_θ .

Отсюда, используя соотношения [2] $\xi \equiv m\tilde{\phi}/rB(\omega - \omega_E)$ и $\tilde{n} \equiv \xi dn/dr$, получаем

$$D_\perp = \gamma_{\tilde{\phi},\tilde{n}} \xi^2 |\omega - \omega_E|, \quad (14)$$

где ξ – радиальное смещение элемента плазмы. В эксперименте получено, что $\xi(r) \approx const \approx 1,4$ см и $|\omega - \omega_E| \approx \omega \approx 2 \cdot 10^5 c^{-1}$. Следовательно, ожидаемое значение коэффициента диффузии, обусловленного развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, $D_\perp \approx 3 \cdot 10^5 cm^2 c^{-1}$ и не зависит от радиуса.

Методика и результаты определения D_\perp

Коэффициент диффузии $D_\perp(B, U_a)$ при фиксированных условиях эксперимента определялся путём оптимизации по методу наименьших квадратов расчётных профилей $n(r, z_k, D_\perp, a)$ относительно экспериментально полученных в некоторых поперечных сечениях $z = z_k$ плазменной струи распределений $n(r, z_k)$. Оптимизация осуществлялась по параметрам D_\perp и a в пределах поля $r \leq r_0(z_k)$, где $r_0(z_k)$ – проекция по магнитному

потоку среднего радиуса R кольцевого газоразрядного канала источника плазмы на выбранное сечение z_k .

На рис.2 представлены результаты такой оптимизации для поперечного сечения плазменной струи, отстоящего на $z_k = 255$ см от источника плазмы (положение ограничивающей диафрагмы $z_d = 225$ см). Видно,

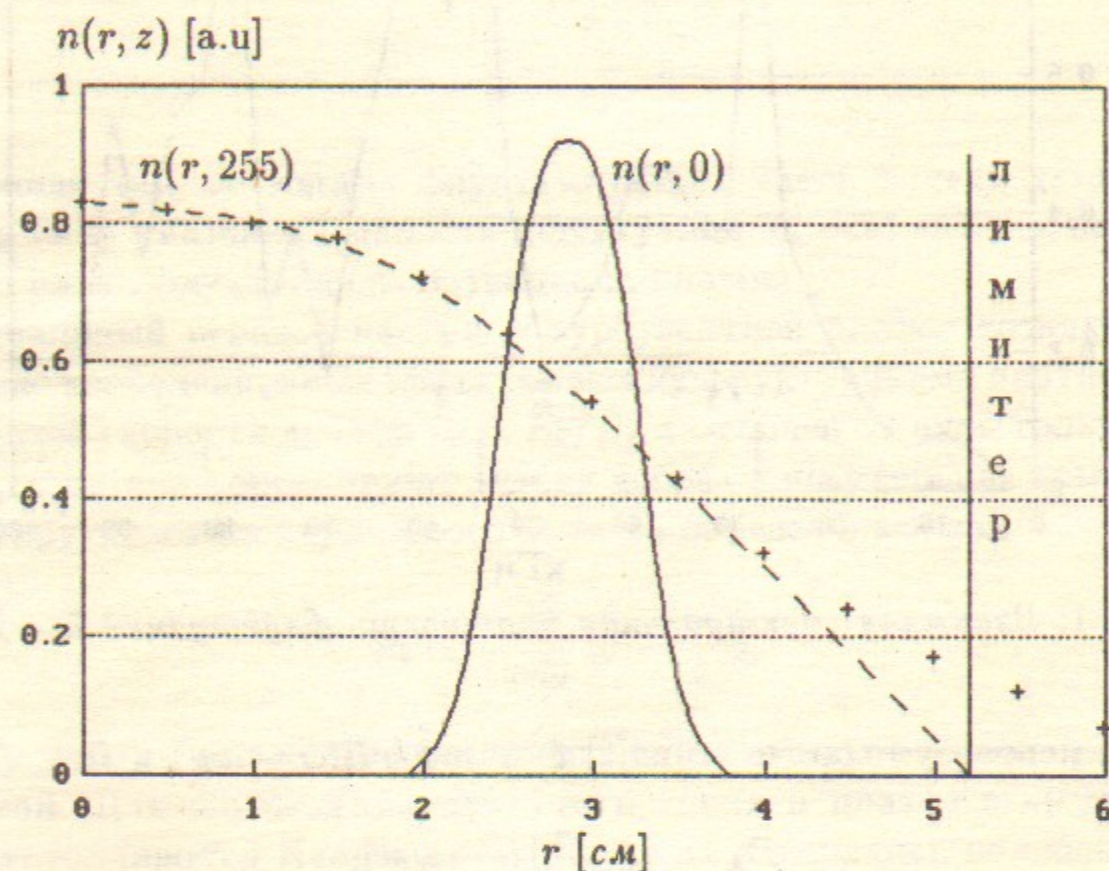


Рис. 2: Распределения плотности плазмы в различных сечениях: (---) - расчетное распределение в сечении $z_k = 255$ см при $D_{\perp} = 2,05 \cdot 10^5$ см²/с и $a = 7,4$ см, (+) - экспериментальные значения в том же сечении, $n(r, 0)$ - исходное модельное распределение.

что удаётся получить хорошее соответствие расчётного и экспериментального распределений $n(r)$ для внутренней области ($r \leq r_0(z_k)$) плазменной струи в случае $D_{\perp} = (2,05 \pm 0,1) \cdot 10^5$ см²/с и $a = (7,4 \pm 0,2)$ см. Вместе с полученной из зондовых измерений оценкой $\xi(r) \approx const$ это подтверждает справедливость принятого в модели предположения $D_{\perp}(r) = const$. Отметим также, что полученное при оптимизации значение радиуса лимитера a с достаточной точностью соответствует его действительному значению.

Используя полученное таким образом значение коэффициента диффузии D_{\perp} и соотношение (7), находим, что наибольший продольный масштаб убывания плотности, соответствующий первой диффузионной моде, $L_1 \approx 1$ м. Эта величина вблизи выхода из источника сравнима, а далее (вследствие быстрого падения плотности и роста температуры ионов) существенно меньше длины свободного пробега ионов λ_i , и также сравнима с характерным масштабом изменения магнитного поля $L_B \sim 1$ м, т. е. это условие, заложенное в нашу модель, действительно выполняется.

Аналогичным образом была выполнена оптимизация расчётных профилей $n(r, z_k, D_{\perp}, a)$ относительно экспериментальных и в других сечениях плазменной струи $z_k = (25; 75; 205; 485)$ см. Величина магнитного поля в этих сечениях варьировалась в диапазоне $0,5 \div 30$ кГс. Полученные результаты показали, что, во-первых, выполняется условие $D_{\perp}(z_k) \cdot B(z_k) = const$, т. е. что $D_{\perp}(B)$ действительно характеризуется боровской зависимостью от магнитного поля. И, во-вторых, еще раз подтвердили обоснованность принятой нами модели "сносового" характера процесса аномальной поперечной диффузии.

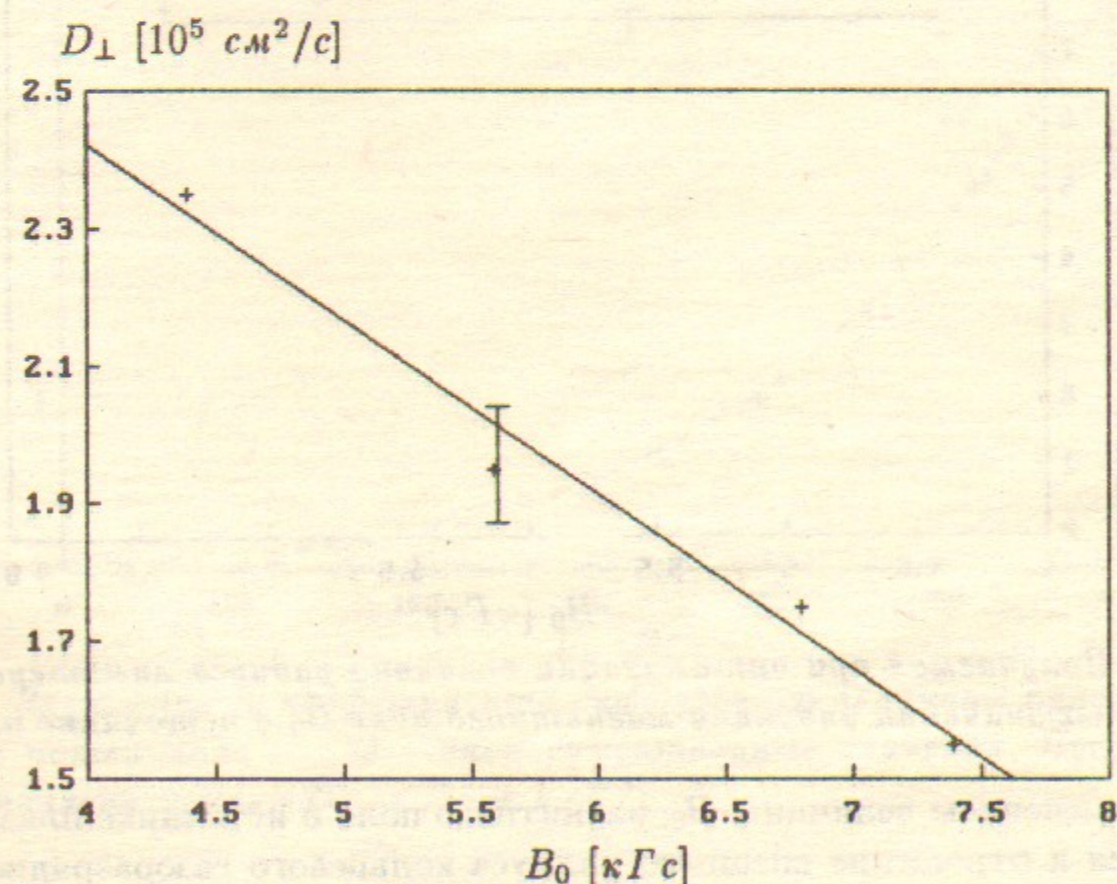


Рис. 3: Зависимость коэффициента диффузии от частотного спектра турбулентности ($D_{\perp} \propto B_0^{-1} \propto \omega_E$).

Для определения зависимости D_{\perp} от частотного спектра возбуждаемых в плазменной струе неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца электростатических флуктуаций изменялась величина аксиального магнитного поля B_0 в источнике плазмы при условии неизменности распределения $B(z)$ в протяжённой транспортирующей области. При этом характерная частота ω_E дрейфа плазмы в скрещенных полях, определяющая частотный спектр турбулентности, в силу "вмороженности" в плазменную струю магнитного потока, проходящего через узкий кольцевой газоразрядный канал источника плазмы, изменяется как $\omega_E \propto B_0^{-1}$ и постоянна вдоль плазменной струи [2]. Полученная по описанной выше методике зависимость $D_{\perp}(B_0)$ в сечении $z_k = 255 \text{ см}$ представлена на рис.3. Как видно, она удовлетворяет закону $D_{\perp}(B_0) \propto B_0^{-1}$ или $D_{\perp}(\omega_E) \propto \omega_E$.

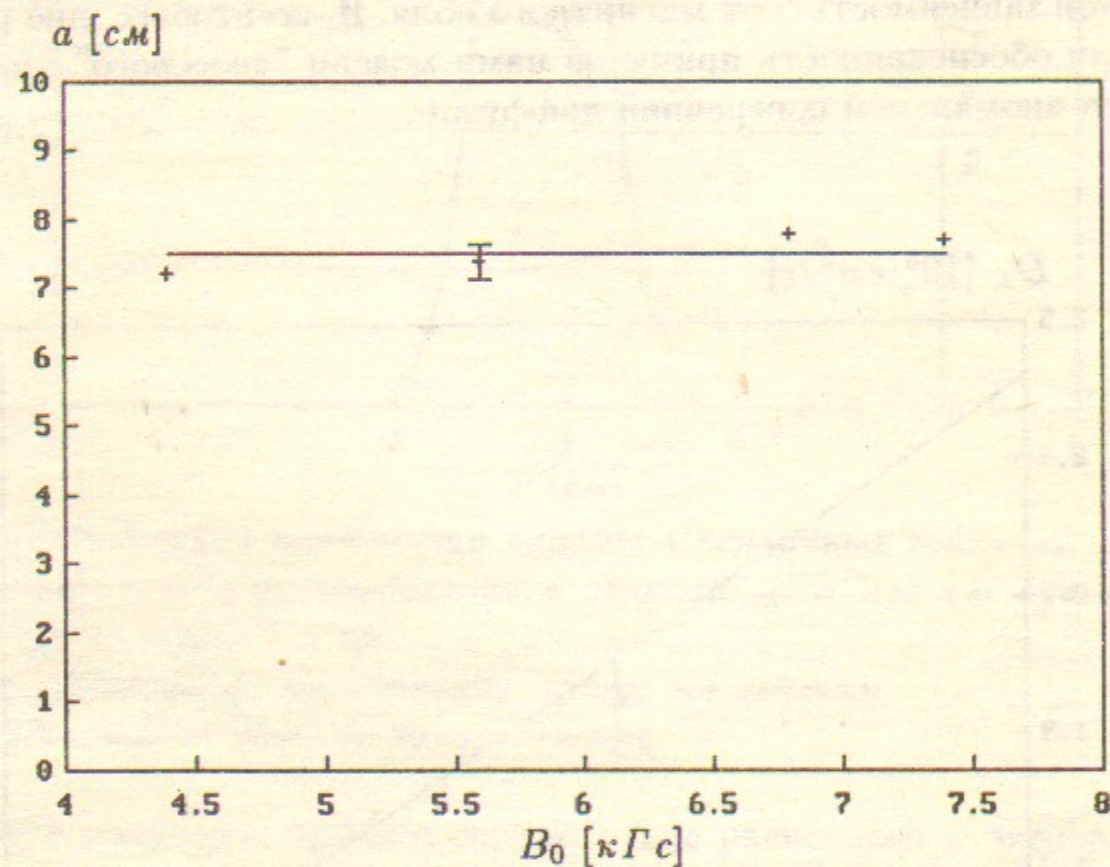


Рис. 4: Получаемая при оптимизации величина радиуса лимитера a для различных значений индукции магнитного поля B_0 в источнике плазмы.

С изменением величины B_0 магнитного поля в источнике плазмы изменяется и отношение внешнего радиуса кольцевого газоразрядного канала к радиусу лимитера, выраженное в потоковых координатах. Соответственно изменяются характерные масштабы затухания радиальных мод (7). Тем не менее, получаемое при оптимизации расчётных и экспери-

ментальных распределений $n(r)$ значение радиуса поглощающей стенки оказывается постоянно близким к его реальному значению $a = 7,5 \text{ см}$ (см., рис.4), что ещё раз свидетельствует об адекватности выбранной нами физической модели развития процессов поперечного переноса реальному эксперименту.

По аналогичной методике сравнения экспериментальных и расчётных профилей $n(r)$ в фиксированном сечении плазменной струи $z_k = 255 \text{ см}$ было исследовано влияние уровня флуктуаций потенциала плазмы $e\tilde{\phi}/T_e$, или связанных с ним радиального смещения элемента плазмы ξ и уровня флуктуаций плотности (\tilde{n}/n) , на аномальный поперечный перенос. Поскольку за наблюдаемую в эксперименте турбулентность несёт ответственность неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, то уровень насыщения указанных флуктуаций непосредственным образом зависит от вели-

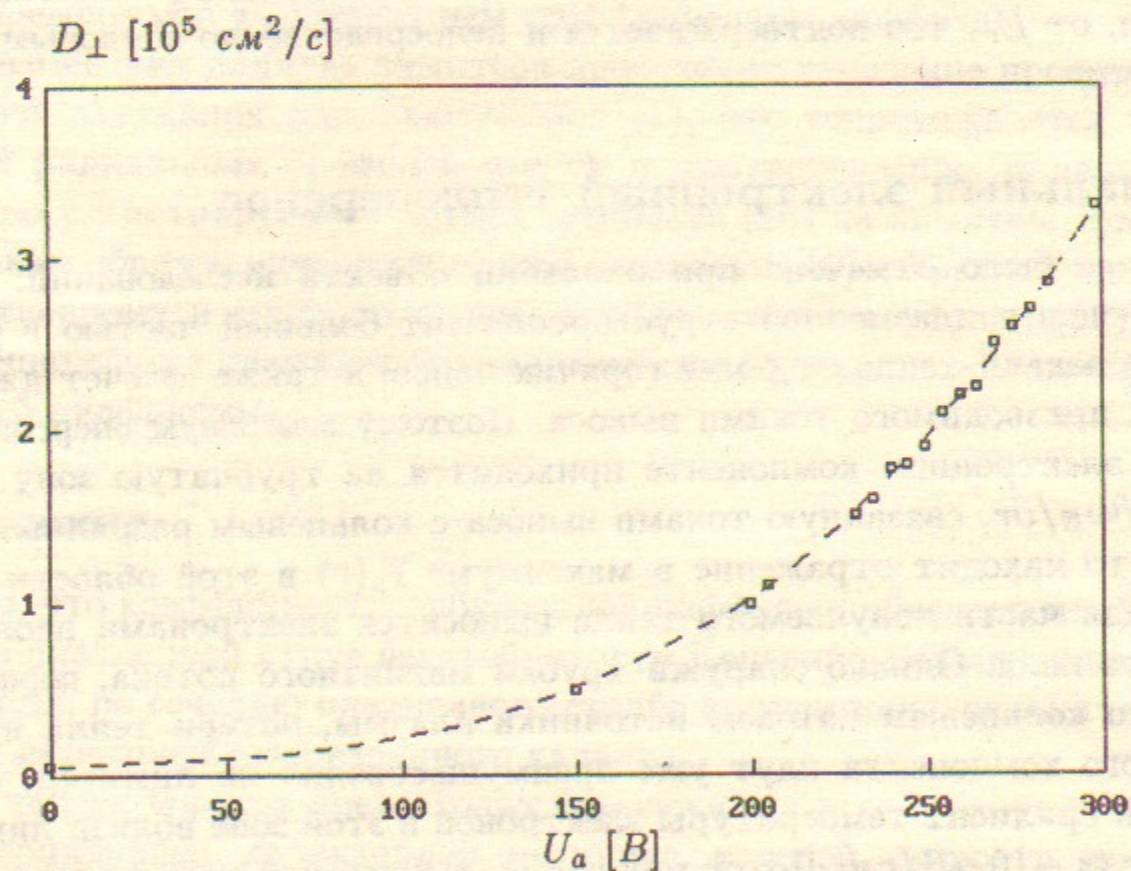


Рис. 5: Зависимость коэффициента диффузии от величины прианодного скачка потенциала U_a . \square - экспериментальные значения. Пунктиром представлена кривая $D_{\perp} = D_B + k \cdot U_a^3$.

чины шира $\partial\omega_E/\partial r$ угловой скорости вращения плазменного столба в скрещенных полях, определяемого, как следует из (1), величиной прианодного скачка потенциала U_a в источнике плазмы. Изменение U_a в экс-

перименте сопровождается пропорциональным изменением в плазменной струе квазистационарного радиального электрического поля E_r .

На рис.5 представлена полученная описанным выше образом зависимость $D_{\perp}(U_a)$. В качестве $D_{\perp}(U_a = 0)$ использовано значение в указанном сечении плазменной струи бомовского коэффициента диффузии $D_B \approx 6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$. В эксперименте близкие к D_B значения D_{\perp} наблюдаются в распадной плазме после выключения разряда в источнике, а также при инверсии радиального электрического поля плазменной струи E_r , когда неустойчивость Кельвина-Гельмгольца полностью подавлена[5] и заполнения внутренней полости плазменной струи на всей нашей пролётной базе не происходит. Как видно из рис.5, полученные значения $D_{\perp}(U_a)$ удовлетворяют зависимости $D_{\perp}(U_a) = D_B + k \cdot U_a^3$, где $k \approx 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-3}$. Это свидетельствует, согласно (1) и (14), о линейной зависимости амплитуды насыщения волновых движений плазмы ξ и флуктуаций \tilde{n} и $\tilde{\phi}$ от анодного скачка потенциала U_a или, что равнозначно, от E_r , что подтверждается и непосредственно зондовыми измерениями.

Радиальный электронный теплоперенос

Как уже было отмечено при описании объекта исследований, нагрев электронов в плазменной струе происходит большей частью в результате передачи тепла от более горячих ионов, а также за счёт джоулева тепла, производимого токами выноса. Поэтому максимум энерговыделения в электронном компоненте приходится на трубчатую зону максимума $\partial\omega_E/\partial r$, связанную токами выноса с кольцевым разрядным каналом, что находит отражение в максимуме $T_e(r)$ в этой области. Подавляющая часть получаемого тепла выносится электронами вдоль магнитного поля. Однако снаружи трубки магнитного потока, перехватываемого кольцевым катодом источника плазмы, потери тепла из электронного компонента идут уже преимущественно на лимитер. Характерный градиент температуры электронов в этой зоне вблизи лимитера $\partial T_e/\partial r \approx -10 \text{ эВ/см}$. Поток мощности, выносимый этими электронами из плазменной струи и перехватываемый диафрагмой, определяется как

$$Q_e = -2\pi \int_0^{z_d} \chi_e^{\perp} \frac{\partial T_e}{\partial r} r_a dz. \quad (15)$$

Здесь $r_a(z) \approx a \sqrt{\frac{B(z_d)}{B(z)}}$ — проекция по магнитному потоку радиуса ограничивающей диафрагмы a . Измеренный же поток мощности, приходящий на диафрагму, как было отмечено во Введении, главным образом со стороны источника плазмы, составляет величину

$$Q_d \approx 3 \cdot 10^3 \text{ Вт}. \quad (16)$$

Приравнивая эти величины (15) и (16) и используя связь коэффициента теплопроводности с коэффициентом диффузии $\chi_e^{\perp}(z) \simeq n(r_a, z) D_{\perp}(z)$, получаем оценку для коэффициента диффузии вблизи лимитера

$$D_{\perp} \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}, \quad (17)$$

согласующуюся с полученным выше значением D_{\perp} . Таким образом, радиальный электронный теплоперенос в плазменной струе идёт со скоростью, определяемой турбулентным коэффициентом диффузии.

При изменении радиуса лимитера происходит изменение продольных масштабов затухания радиальных мод (7), что сопровождается перестройкой радиальных профилей $n(r, z)$, и, соответственно, приводит к изменению регистрируемого потока мощности (16) на лимитер. Достигнутое таким образом изменение потока мощности (16) в 3 раза не привело к существенному изменению оценки коэффициента диффузии (17), что качественно свидетельствует о независимости D_{\perp} от положения ограничивающей диафрагмы.

Заключение

Показано, что коэффициент турбулентной диффузии, обусловленной развитием в плазменной струе неустойчивости Кельвина-Гельмгольца:

- 1) однороден по сечению плазменного столба внутри зоны, ограниченной снаружи проекцией газоразрядного канала;
- 2) более чем на порядок превосходит бомовский;
- 3) пропорционален характерной величине угловой скорости дрейфа плазмы в скрещенных $E_r \times B_z$ полях;
- 4) обратно пропорционален индукции магнитного поля B_z ;
- 5) растёт как третья степень напряжённости электрического поля E_r ;
- 6) определяет аномальное значение коэффициента радиальной электронной теплопроводности.

Список литературы

- [1] Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков. Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 8. С. 970-978.
- [2] А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев. Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 700-709.
- [3] А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев. Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 5. С. 635-643.
- [4] А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев. Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 724-730.
- [5] А.А.Кабанцев. Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам, Москва, 19-21 октября 1989 г. С. 40-50. // Препринт ИЯФ СО РАН № 89-164.

А.А. Кабанцев

Экспериментальное исследование процессов поперечного переноса в турбулентной плазменной струе

ИЯФ 95-80

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 13.09.1995 г.

Сдано в набор 18.09.1995 г.

Подписано в печать 18.09.1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.1 печ.л., 0.9 уч.-изд.л.

Тираж 160 экз. Бесплатно. Заказ № 80

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.