

**МАГНИТНЫЕ
ЛОВУШКИ**

УДК 533.95

ПРОДОЛЬНЫЙ ТОК В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ УСТАНОВКИ АМБАЛ-М

© 1998 г. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев,
В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 22.09.97 г.

В ходе экспериментальных исследований стартовой плазмы на концевой системе открытой ловушки АМБАЛ-М обнаружено, что во время разряда в источнике плазмы в плазменной струе присутствует продольный электронный ток величиной ~1 кА. Подвижным магнитным зондом измерено радиальное распределение плотности тока в нескольких сечениях и выяснено, что профиль плотности тока имеет кольцевую структуру вблизи источника плазмы, отражающую геометрию разрядного канала, а затем происходит постепенное заполнение внутренней полости по мере удаления от источника.

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжается экспериментальное исследование стартовой плазмы на первой очереди амбиполярной открытой ловушки АМБАЛ-М. Подробное описание установки представлено в [1, 2]. В концевом аксиально-симметричном пробкотроне (рис. 1) с помощью газоразрядного источника плазмы и без применения дополнительных средств нагрева получена горячая мишенная плазма радиусом 10 см с параметрами: n – до $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i \approx 200 \text{ эВ}$, $T_e \approx 50 \text{ эВ}$.

Уже в первых экспериментах было обнаружено, что во время разряда в источнике плазмы в плазменной струе присутствует продольный электронный ток ~1 кА. Аналогичный эффект протекания продольного электронного тока по плазме при использовании источника с кольцевым разрядным каналом наблюдался и раньше на установках МАЛ [3] и АМБАЛ-Ю [4]. В этих экспериментах проводились измерения тока поясами Роговского с различными диаметрами и было выяснено, что на внутренних радиусах плазменного столба электронный ток протекает от источника к противоположному торцу установки, а на периферийных радиусах имеет обратное направление. Такая картина распределения тока по сечению плазмы обусловлена тем, что часть тока разряда выносится из источника вдоль силовых линий и замыкается поперек силовых линий в плазме и на плазмодриемнике. Этот ток регистрируется на всей длине установки, поглощается торцом установки, затем по вакуумной камере и по периферии плазмы замыкается через анод источника плазмы. В последнем процессе возможно влияние неамбиполярной поперечной диффузии плазмы.

В данной работе проведено изучение продольного тока в стартовой плазме АМБАЛ-М. В экспериментах в основном использовался подвижный магнитный зонд, измеряющий поток магнит-

ного поля в заданном направлении. Измерения радиального распределения плотности тока в нескольких сечениях магнитным зондом и плоским двусторонним лэнгмюровским зондом во входной пробке пробкотрона показали, что вблизи источника плазмы профиль плотности тока имеет кольцевую структуру, а затем заполняет внутреннюю полость по мере удаления от источника.

**2. ГЕОМЕТРИЯ УСТАНОВКИ
И СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ**

Концевой аксиально-симметричный пробкотрон изображен на рис. 1. На этом рисунке показаны также силовые линии магнитного поля, выходящие из источника плазмы. Плазма с характерной

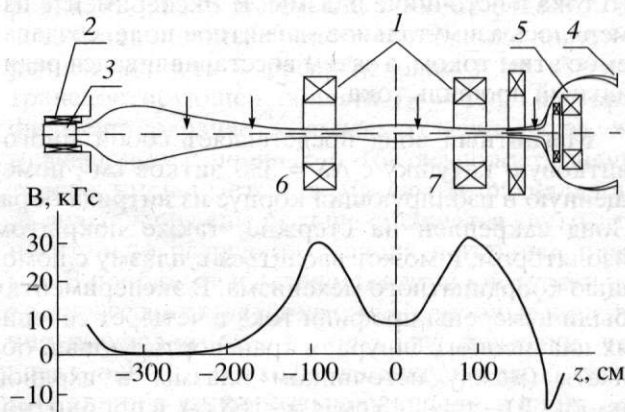


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы. Ниже – магнитное поле на оси. 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид источника плазмы, 3 – источник плазмы, 4 – плазмодриемник, 5 – катушка полукаспа, 6 – входная пробка, 7 – выходная пробка. Стрелками на рисунке отмечены координаты сечений, в которых производились измерения магнитным зондом.

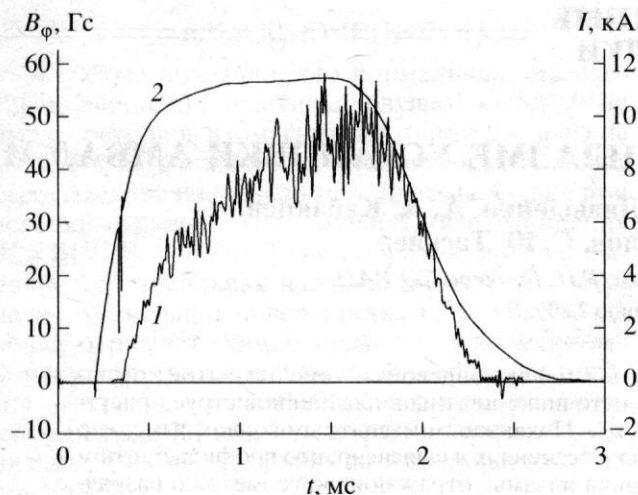


Рис. 2. Зависимости от времени: 1 – азимутального магнитного поля ($z = -168$ см, $r = 6$ см); 2 – тока разряда источника плазмы.

температурой ~ 10 эВ и плотностью $n \approx 2 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ вытекает из источника с потоковой скоростью порядка тепловой и распространяется вдоль силовых линий магнитного поля. Заполнение установки плазмой сопровождается интенсивным нагревом ионов (от 10 эВ на выходе из источника до 200 эВ в пробкотроне) в поперечную степень свободы благодаря развитию неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) и сопутствующей поперечной диффузией плазмы (результаты экспериментального изучения горячей стартовой плазмы на установке АМБАЛ-М подробно изложены в [5]). Одновременно наблюдается возникновение в плазменном столбе продольного электронного тока, который может достигать 30% от разрядного тока в источнике плазмы. В Эксперименте измерялось азимутальное магнитное поле, создаваемое этим током, а затем восстанавливался радиальный профиль тока.

Магнитный зонд представляет собой многовитковую катушку с $NS = 330$ витков см 2 , помещенную в изолирующий корпус из нитрида бора. Зонд закреплен на стержне, также покрытом изолятором, и может вводиться в плазму с помощью координатного механизма. В экспериментах были измерены профили тока в четырех сечениях плазменного шнура: в транспортирующей области (между источником плазмы и входной пробкой) – $z = -243$ см, $z = -168$ см, в пробкотроне – $z = +25$ см и на входе в полукасп – $z = +157$ см (рис. 1).

Применение контактных методов диагностики плазмы, таких как ленгмюровские и магнитные зонды, может существенно влиять на поведение плазмы, например ограничивать рост электронной температуры из-за стока тепла через метал-

лические конструкции, помещенные в плазму. Этому уделяется значительное внимание при проведении измерений, в частности в [6] исследовалось возможное влияние ввода зондов в плазму на ее плотность и температуру и было продемонстрировано, что присутствие зондов не вносило каких-либо заметных возмущений в параметры плазмы. В нашем случае ситуация благоприятна для использования зондов, поскольку во время работы источника плазмы (≈ 2 мс) вследствие НКГ в весь объем плазмы постоянно вводится большая (≈ 100 кВт) мощность, нагревающая ионы [7]. Поэтому в режиме с работающим источником параметры плазмы практически не возмущаются зондами. Это было подтверждено тем, что при введении магнитного зонда в плазму зависимости плотности и потенциала зонда от времени не испытывали заметных изменений и электронная температура существенно не снижалась. Эксперименты показали, что нет и механического разрушения зондов под действием плазмы. Таким образом, применение контактных методов диагностики плазмы в условиях нашего эксперимента вполне оправдано.

3. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОСТРОЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТОКА

Сигнал с магнитного зонда, ориентированного в плоскости $r - z$, – это ЭДС, наводимая магнитным полем продольного тока:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_m}{dt},$$

где $\Phi_m = \langle B_\varphi NS \rangle$ – магнитный поток через катушку зонда. Этот сигнал аппаратно интегрировался с постоянной времени, много большей длительности рабочего импульса источника плазмы. Поэтому сигнал, записываемый на аналогово-цифровой преобразователь, имеет вид $U(t) \propto B_\varphi \langle NS \rangle$. Величина $\langle NS \rangle$ определялась калировкой в заданном магнитном поле. На рис. 2 показана типичная зависимость азимутального магнитного поля от времени в сечении $z = -168$ см (транспортирующая область). На этом же рисунке для справки приведена зависимость тока разряда источника плазмы от времени.

Аксиально-симметричная геометрия магнитного поля установки позволяет восстановить профиль продольного тока $I_z(r)$, используя формулу

$$B_\varphi(r) = \frac{2I_z(r)}{cr}.$$

Здесь нужно заметить, что процедура определения тока по этой формуле подразумевает, что выполнены следующие условия: плазменный шнур обладает аксиальной симметрией, ось плазмы совпадает с осью установки, зонд перемещается

строго по радиусу, размерами зонда можно пренебречь. Измерения показали, что среднее значение азимутального магнитного поля с хорошей точностью обращается в нуль на оси, т.е. центр плазменного шнура совпадает с осью установки с точностью ± 0.5 см. На рис. 3 показан радиальный профиль полного тока для момента времени 1600 мкс после начала разряда в источнике. Полярность сигнала с магнитного зонда определялась заранее, а на рисунке для удобства принято, что ток электронов от источника плазмы к противоположному торцу установки имеет положительный знак (далее под направлением продольного тока будем подразумевать именно направление электронного тока).

Плотность тока определяется дифференцированием зависимости $I_z(r)$:

$$j_z(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{dI_z(r)}{dr}.$$

Зависимость $j_z(r)$ изображена на рис. 4. Характерно, что ток направлен в сторону плазмоприемника только при $r \leq 7$ см, а на периферии имеет обратный знак, т.е. течет в сторону источника плазмы. Из рис. 3 видно, что примерно 1.4 кА течет от источника плазмы и 0.3–0.4 кА – в обратную сторону по периферии плазмы. Максимальный ток, направленный от источника к плазмоприемнику, принимает следующие значения: ≈ 1.6 кА в сечении $z = -243$ см, ≈ 1.4 кА при $z = -168$ см, ≈ 1.2 кА при $z = +25$ см и ≈ 1.0 кА при $z = +157$ см.

Наличие электронного тока было также подтверждено измерениями двусторонним плоским лэнгмюровским зондом около входной пробки ($z = -116$ см). Зонд был ориентирован поперек магнитного поля так, что одна собирающая плоскость была обращена в сторону источника плазмы, а другая – в противоположную сторону. Измерение плавающих потенциалов обеих плоскостей зонда показало, что поток электронов на поверхность, обращенную к источнику, превышает поток на вторую плоскость зонда, что свидетельствует о наличии потоковой скорости электронов. Потоковая скорость затем восстанавливается в предположении, что функция распределения электронов по скоростям является максвелловской, сдвинутой на величину этой скорости. Из измерений следует, что потоковая скорость электронов в этом месте сравнима с тепловой: $u_e \sim 0.6 v_{Te}$.

Чтобы более наглядно проследить, как изменяется профиль плотности тока при удалении от источника плазмы, все радиальные профили были приведены к выходному сечению источника по силовым линиям магнитного поля. При этом плотность тока нормировалась на магнитный поток, т.е. $j_z(r)rdr = j_{0z}(r_0)r_0dr_0$, где r_0 и j_0 относятся к выходному сечению источника плазмы, а r и j – к сечениям плазмы, в которых проводились изме-

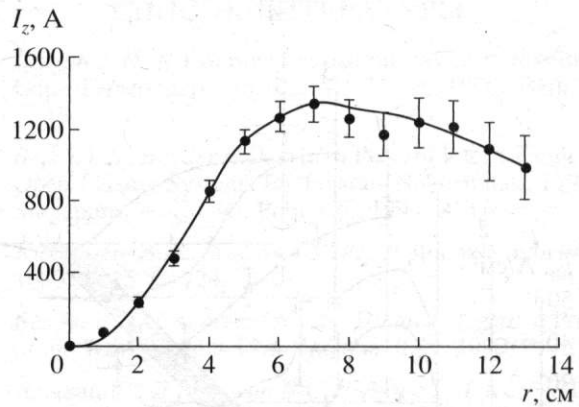


Рис. 3. Распределение продольного тока, заключенного в цилиндре радиусом r ($z = -168$ см, $t = 1600$ мкс).

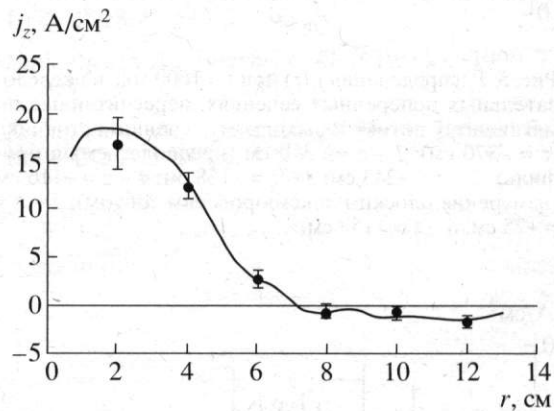


Рис. 4. Радиальный профиль плотности продольного тока ($z = -168$ см, $t = 1600$ мкс).

рения. Из рис. 5 видно, что по мере удаления от источника плазмы происходит заполнение внутренней полости в распределении $j_{0z}(r)$. Если в транспортирующей области ($z = -243$ см) профиль еще сохраняет кольцевую структуру, то уже в следующем сечении ($z = -168$ см) полость значительно уменьшается, а максимум радиального распределения еще больше смещается внутрь относительно разрядного канала источника плазмы. В пробке же и далее максимум плотности тока и вовсе достигается на оси. Подробные измерения профилей тока в полукаспе показали, что электронный ток уходит в основном вдоль силовых линий в узкую кольцевую щель, а вдоль оси установки уходит лишь 10–15% полного тока.

Для изучения поперечных смещений продольного тока использовался набор из трех магнитных зондов, измеряющих азимутальное магнитное поле, установленных равномерно по азимуту в сечении $z = +47$ см на радиусе 10 см. Поскольку радиус расположения зондов заведомо больше

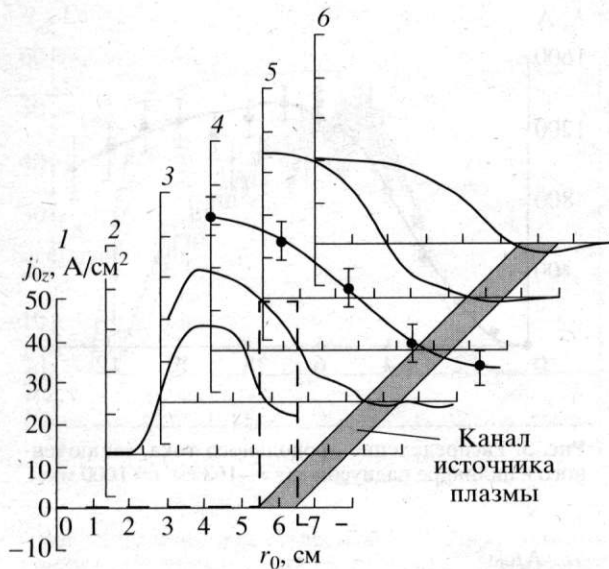


Рис. 5. Распределения $j_z(r)$ при $t = 1600$ мкс в последовательных поперечных сечениях, пересчитанные по магнитному потоку к выходному сечению источника ($z = -370$ см): 1 — $z = -370$ см (предполагаемый профиль); 2 — $z = -243$ см; 3 — $z = -168$ см; 4 — $z = -116$ см (измерения плоским ленгмюровским зондом); 5 — $z = +25$ см; 6 — $z = +157$ см.

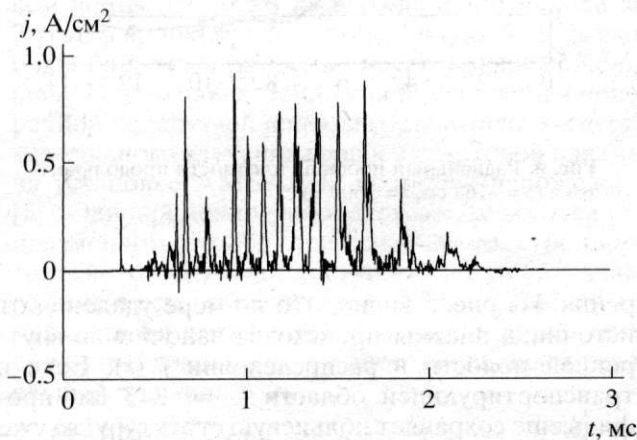


Рис. 6. Зависимость плотности тока на периферийной заземленной ленгмюровской зонде от времени ($z = -325$ см, $r = 40$ см).

ширины радиального распределения продольного тока, то магнитное поле, измеряемое зондом, зависит только от величины полного тока и положения центра тока. Таким образом, одновременное измерение тремя зондами позволяет определить полный ток и координаты центра тока. В результате обработки серии импульсов выяснилось, что амплитуда радиальных смещений центра тока не превышает 1 см, а при достижении максимального тока наблюдаются квазикруговые движения центра тока вокруг оси установки.

Были также проведены измерения тока на заземленный ленгмюровский зонд вблизи источника плазмы, расположенный снаружи от основного потока плазмы. Выяснилось, что ток из плазмы на зонд в этой области положительный (рис. 6).

Сравнение профилей плотности тока в последовательных сечениях указывает на то, что процесс заполнения внутренней полости не является чисто диффузионным, поскольку при диффузии плотность тока, нормированная на магнитный поток, должна уменьшаться в сравнении с исходным значением. Поэтому можно сделать вывод о том, что помимо диффузии в радиальном направлении, приводящей к расплыванию первоначального кольцевого распределения и заполнению полости, есть и другой процесс, проявляющийся в увеличении плотности тока на оси при удалении от источника. Тем не менее коэффициент поперечной диффузии по порядку величины можно оценить. Учитывая, что $j_e = neue$, и зная плотность плазмы из зондовых измерений, находим потоковую скорость электронов. Так, например, в сечении $z = -243$ см плотность тока в максимуме равна 4 А/см², плотность — примерно 2×10^{13} см⁻³, поэтому для потоковой скорости электронов в этом сечении получаем оценку $ue \sim 10^6$ м/с. Зная расстояние между последовательными сечениями плазмы и определяя изменение продольного тока на внутренних радиусах из измеренных радиальных профилей, получаем оценку для поперечного коэффициента диффузии тока: $D_{\perp j} \sim 10^5$ см²/с. Такая же оценка была получена ранее для коэффициента поперечной диффузии плазмы при измерении расплывания аналогичной плазменной струи при движении через длинный транспортирующий участок, она связывается с диффузией при развитии НКГ [8, 9].

Заполнение внутренней полости в радиальном распределении продольного тока в транспортирующей области не объясняется поперечной диффузией тока за счет кулоновских столкновений и, по-видимому, связано с развитием турбулентности в плазменной струе. Не заполнение внутренней полости влияет сглаживание радиального профиля потенциала плазмы по мере удаления от источника плазмы [5]. В результате сглаживания потенциала по мере течения плазменной струи происходят снижение продольного электрического поля на силовых линиях, связанных с газоразрядным каналом источника плазмы, и возрастание продольного электрического поля на внутренних линиях. Такое изменение продольного электрического поля может приводить к тому, что продольный электронный ток смещается внутрь по радиусу при течении струи в транспортирующей области. Однако в настоящее время нет еще количественного объяснения наблюдаемого эффекта заполнения внутренней полости в радиальном распределении продольного тока.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально исследован продольный электронный ток величиной ~ 1 кА, текущий по плазме во время разряда в источнике плазмы на установке АМБАЛ-М. С помощью подвижного магнитного зонда измерено радиальное распределение плотности тока в нескольких сечениях и выяснено, что вблизи источника плазмы профиль плотности тока имеет кольцевую структуру, а затем внутренняя полость постепенно заполняется по мере удаления от источника. В течение всего рабочего импульса амплитуда поперечных смещений центра радиального распределения тока в пробкотроне относительно оси установки не превышает 1 см.

Авторы выражают благодарность Г.И. Димову за постоянный интерес к работе и ценные замечания и А.Д. Беклемишеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена на установке АМБАЛ-М при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-05316 и 96-02-19296).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядер. синтез. М.: ИАЭ, 1990. Вып. 1. С. 19.
2. Belkin V.S., Bender E.D. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 37.
3. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 724.
4. Bender E.D., Chupriyuzov V.E., Dimov G.I. et al. // Proc. of the Workshop held at Varenna. Italy, 1990. P. 157.
5. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 11. С. 988.
6. Zweben S.J., Menyuk C.R., Taylor R.J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1270.
7. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 635.
8. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1990. Т. 16. С. 700.
9. Кабанцев А.А. Препринт № 95-80. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1995.

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

УДК 533.95.951.533.932

МАГНИТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М

© 1998 г. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев,
В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 22.09.97 г.

Магнитными зондами измерены флуктуации азимутального и радиального магнитного поля в стартовой плазме концевой системы открытой ловушки АМБАЛ-М. Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что между этими величинами есть корреляция, которая объясняется наличием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в струе плазмы, вытекающей из газоразрядного источника. Выполнена оценка характерных параметров неоднородностей в струе. Одновременным измерением плотности плазмы и радиального магнитного поля определен радиальный профиль потока частиц. Оценен коэффициент поперечной диффузии, вызванной магнитными флуктуациями.

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах на первой очереди амбиполярной открытой ловушки АМБАЛ-М были обнаружены значительный продольный электронный ток величиной до 1.6 кА, протекающий в стартовой плазме, и перенос плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии, на два порядка превышающим классический амбиполярный. Для изучения свойств продольного тока, магнитных флуктуаций и определения вклада последних в поперечный перенос плазмы проведены измерения подвижными магнитными зондами.

Подробное описание установки представлено в [1, 2]. В концевом аксиально-симметричном пробкотроне с магнитным полем 7.5 кГс в центральной плоскости с помощью газоразрядного источника плазмы создается горячая мишенная плазма радиусом 10 см с плотностью до $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температурой ионов $T_i \approx 200 \text{ эВ}$ и температурой электронов $T_e \approx 50 \text{ эВ}$. Общие экспериментальные результаты изложены в [3].

Продольный электронный ток, протекающий в плазменной струе во время разряда в источнике плазмы, экспериментально изучен в отдельной работе [4]. В данной работе проведено с помощью подвижного магнитного зонда изучение магнитных флуктуаций и связанного с ними поперечного переноса плазмы в стартовой плазме АМБАЛ-М.

Интерес к магнитным флуктуациям возник после того, как теоретически было показано, что магнитные флуктуации могут приводить к существенным потокам частиц и тепла поперек магнитного поля из-за дрейфа частиц вдоль возмущенных флуктуациями магнитных поверхностей. Появилось много экспериментальных работ, посвященных прямому измерению флуктуаций маг-

нитного поля, изучению их спектрального и модового состава (см., например [5–7]). В [5] описан один из первых экспериментов по контактному измерению флуктуаций магнитного поля в плазме токамака с помощью миниатюрных многосвитковых катушек, помещенных в изолирующую оболочку. Проводятся эксперименты по прямому измерению потоков частиц и тепла путем определения корреляций между определенными параметрами плазмы, такими как плотность, электрическое и магнитное поле и т.д. (см. обзор [8], а также работы [9, 10]).

В данной работе одновременными измерениями плотности плазмы ленгмюровским зондом и радиального магнитного поля магнитным зондом получен радиальный профиль потока частиц. Оценка поперечной диффузии, вызванной только магнитными флуктуациями, дает величину $D_{\perp} \leq 0.3 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, что по крайней мере на порядок меньше наблюдаемого полного коэффициента диффузии. Поэтому делается вывод о доминирующей роли электростатических флуктуаций в поперечном переносе плазмы.

Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что между этими величинами есть корреляция, которая объясняется наличием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) в струе плазмы. Выполнены оценки параметров характерных неоднородностей в струе.

2. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫМИ ЗОНДАМИ

Концевой аксиально-симметричный пробкотрон, представляющий собой первую очередь амбиполярной открытой ловушки АМБАЛ-М,

схематически изображен на рис. 1. На этом рисунке показаны также силовые линии магнитного поля, выходящие из источника плазмы. Плазма с характерной температурой ~ 10 эВ и плотностью $n \approx 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ вытекает из источника с потоковой скоростью порядка тепловой и распространяется вдоль силовых линий магнитного поля.

Необходимые компоненты магнитного поля измеряются магнитными зондами, каждый из которых представляет собой миниатюрную многовитковую катушку, помещенную в изолирующий корпус из нитрида бора. Зонды вводятся в плазму на изолированных стержнях с помощью координатного механизма.

3. ПОТОК ЧАСТИЦ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Известно, что наличие неустойчивостей в плазме может существенно увеличивать перенос частиц и тепла поперек магнитного поля. При развитии неустойчивостей возникает движение частиц плазмы поперек магнитного поля, причем смещения частиц вдоль направления градиента плотности плазмы могут во много раз превышать их ларморовский радиус. В результате участки частиц плазмы в коллективных колебаниях системы возникает эффект переноса плазмы вдоль направления макроскопического градиента. Такая ситуация наблюдается в экспериментах на концевой системе АМБАЛ-М, при генерации плазмы с помощью кольцевого газоразрядного источника, когда развивается электростатическая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и коэффициент поперечной диффузии плазмы достигает $D_{\perp} \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ [11]. Тем не менее до сих пор был не вполне ясен вклад обнаруженных магнитных флуктуаций в поперечный перенос в условиях установки АМБАЛ-М. Поэтому были проведены локальные измерения потока частиц с помощью магнитного и ленгмюровского зондов.

Рассмотрим радиальный поток частиц $\Gamma_r = n v_r$, где n и v_r – плотность и радиальная скорость. В турбулентной плазме каждая величина может быть записана в виде суммы усредненной по времени величины и флуктуирующей части, $n = \langle n \rangle + \tilde{n}$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по промежутку времени, большому по сравнению с характерным периодом флуктуаций, так что $\langle \tilde{n} \rangle = 0$, а $\langle n \rangle$ есть средняя плотность. Суммарный усредненный по времени поток частиц может быть записан в виде $\Gamma_r = \langle (\langle n \rangle + \tilde{n}) (\langle v_r \rangle + \tilde{v}_r) \rangle = \langle n \rangle \langle v_r \rangle + \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle$. Поэтому турбулентный поток зависит от корреляции между флуктуациями плотности и радиальной скорости $\Gamma_r^{\text{турб}} = \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle$.

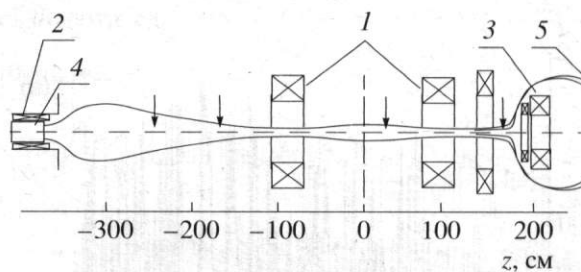


Рис. 1. Схема концевой системы установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы: 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид источника плазмы, 3 – катушка полукаспа, 4 – источник плазмы, 5 – плазмодриемник. Стрелками на рисунке отмечены координаты сечений, в которых производились измерения магнитным зондом.

Скорость частицы складывается из свободного движения вдоль магнитного поля и дрейфа в скрещенных полях (мы пренебрегаем скоростями дрейфа, связанными с кривизной силовых линий и градиентным дрейфом, ввиду их малости, а также учитываем, что справедливо параксиальное приближение и магнитное поле продольного тока мало по сравнению с вакуумным: $B_{0r}, B_{0\phi} \ll B_{0z}$; здесь и далее используется цилиндрическая система координат с осью z , совпадающей с осью установки)

$$\mathbf{v} = \mathbf{u}_{0\parallel} + c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2},$$

где $u_{0\parallel}$ – скорость ведущего центра частицы вдоль магнитного поля. В условиях нашего эксперимента можно пренебречь всеми компонентами электрического поля, кроме азимутальной, и для интересующей нас флуктуирующей части радиальной скорости получим

$$\tilde{v}_r \approx u_{0\parallel} \frac{\tilde{B}_r}{B} + c \frac{\tilde{E}_\phi}{B},$$

а для турбулентного потока частиц имеем

$$\Gamma_r^{\text{турб}} = \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle = u_{0\parallel} \frac{\langle \tilde{n} \tilde{B}_r \rangle}{B} + \frac{c \langle \tilde{n} \tilde{E}_\phi \rangle}{B}. \quad (1)$$

Электростатический перенос связан со вторым слагаемым в правой части (1), а первое слагаемое соответствует магнитному переносу. При амбиполярном потоке перенос характеризуется ионной скоростью $u_{0\parallel}$ в выражении (1). Из выражения для потока понятно, что перенос зависит не только от амплитуды флуктуаций, но и от корреляции между различными флуктуирующими величинами.

Наглядно механизм магнитного переноса можно понять, если представить свободное движение частиц вдоль магнитного поля, на которое

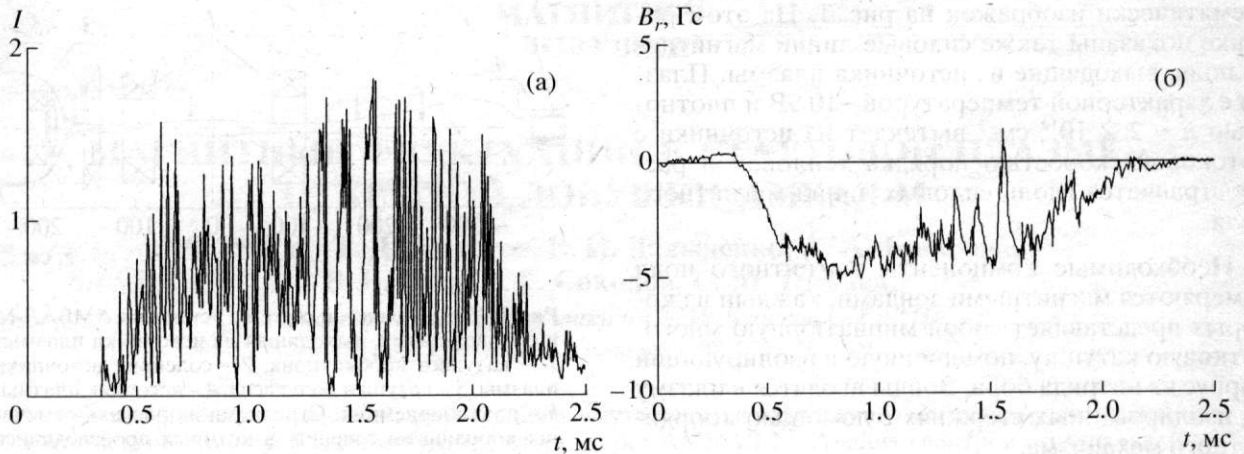


Рис. 2. Типичные зависимости тока на зонд (а) и радиального магнитного поля (б) от времени ($z = -243$ см, $r = 16$ см). n [см $^{-3}$] $\approx I \times 10^{13}$.

наложено возмущение в поперечном направлении. В результате такого возмущения магнитного поля у частиц появляется компонента скорости \tilde{v}_r , ($\tilde{v} = v_{\parallel} \tilde{B}_r / B$), и поэтому часть быстрого движения частиц вдоль силовых линий преобразуется в радиальное движение. Если теперь частицы благодаря взаимному перекрытию соседних возмущенных магнитных поверхностей перейдут на другую силовую линию, это приведет к поперечному переносу.

С помощью (1) можно сделать оценку сверху для потоков частиц, считая, что флуктуирующие величины полностью коррелированы между собой. Обозначая через Γ_E и Γ_B электростатический и магнитный потоки, получим $\Gamma_E \sim c \tilde{n} \tilde{E}_{\phi} / B$ и $\Gamma_B \sim u_{0\parallel} \tilde{n} \tilde{B}_r / B$. Отношение этих потоков:

$$\frac{\Gamma_B}{\Gamma_E} \sim \frac{u_{0\parallel} \tilde{B}_r}{c \tilde{E}_{\phi}}. \quad (2)$$

Флуктуации электрического поля можно оценить как $\tilde{E}_{\phi} \sim m \tilde{\phi} / a$, где m – азимутальное модовое число, a – радиус плазмы, $\tilde{\phi}$ – амплитуда флуктуаций потенциала. Подставляя в (2) экспериментальные значения параметров плазмы в сечении $z = -243$ см транспортирующей области (участок от источника плазмы до входной пробки пробкотрона) $m \sim 1-5$, $a \sim 20$ см, $\tilde{\phi} \sim 50$ В, $\tilde{B}_r \sim 2$ Гс, $B \sim 1$ кГс, $u_{0\parallel} \sim 3 \times 10^6$ см/с, получим $\Gamma_B / \Gamma_E \sim 0.04 / m \ll 1$, т.е. магнитный поток в этом сечении много меньше электростатического. Из выражения для Γ_E можно также оценить сверху коэффициент диффузии: $D_{\perp} \sim |\Gamma_E / (dn/dr)| \sim c \tilde{E}_{\phi} \Delta r / B \sim cm \tilde{\phi} \Delta r / (aB) \sim 2 \times 10^5$ см 2 /с. Эта оценка завышена, поскольку мы считали корреляцию между \tilde{n} и \tilde{E}_{ϕ} полной.

Электростатический перенос подробно исследовался в [12], а в данной работе остановимся на магнитном переносе. Из сказанного выше ясно, что для экспериментального определения турбулентного потока частиц необходимо проводить одновременные измерения флуктуаций плотности и радиального магнитного поля в одной точке и находить среднее по времени от их произведения. Такие измерения были выполнены с помощью ленгмюровского зонда, измеряющего плотность плазмы в режиме ионного тока насыщения, и расположенного рядом магнитного зонда, ориентированного таким образом, чтобы измерять радиальное магнитное поле. На рис. 2 показаны зависимости тока на ленгмюровский зонд и радиального магнитного поля от времени. Для отталкивания электронов на зонд подается напряжение смещения $U_b = -70$ В. Видно, что ток на зонд испытывает значительные (до 100%) флуктуации относительно среднего значения в данный момент времени. Полагая, что регистрируемый ионный ток на зонд отличается от плотности лишь постоянным множителем, далее под плотностью будем понимать соответствующим образом нормированную величину тока.

На рис. 3 осциллограммы плотности и радиального магнитного поля показаны вместе для интервала времени от 900 до 1900 мкс. В таком увеличенном масштабе видно, что, начиная примерно с 1000 мкс, одновременно начинают выделяться низкочастотные ($\nu \sim 10$ кГц) колебания плотности и магнитного поля. Амплитуда этих колебаний растет, и интервалы между соседними максимумами тоже увеличиваются со временем. Дальнейшее развитие этой картины прерывается отключением источника плазмы при $t \approx 1700$ мкс.

Построение спектров флуктуаций плотности и магнитного поля показывает, что наибольшая мощность находится в области частот $\nu \leq 100$ кГц,

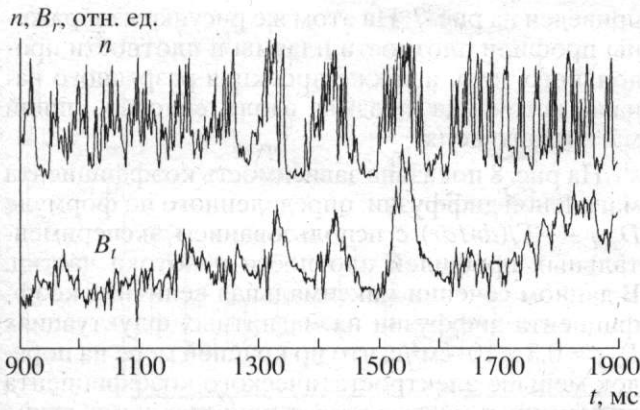


Рис. 3. Зависимости $I_{\text{probe}}(t)$ и $B_r(t)$ из рис. 2 в увеличенном масштабе по времени ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

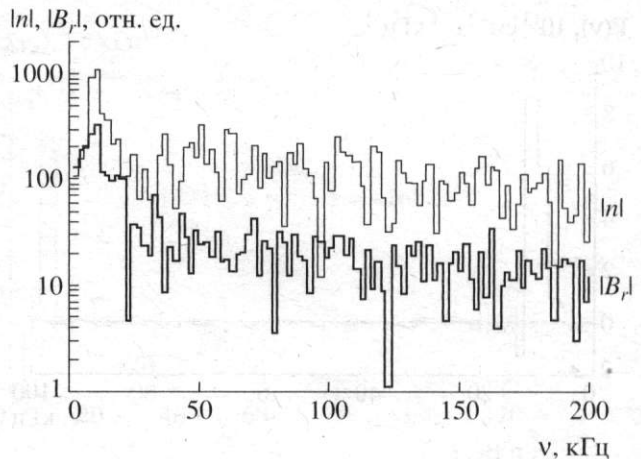


Рис. 4. Спектры флуктуаций плотности и радиально-го магнитного поля ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

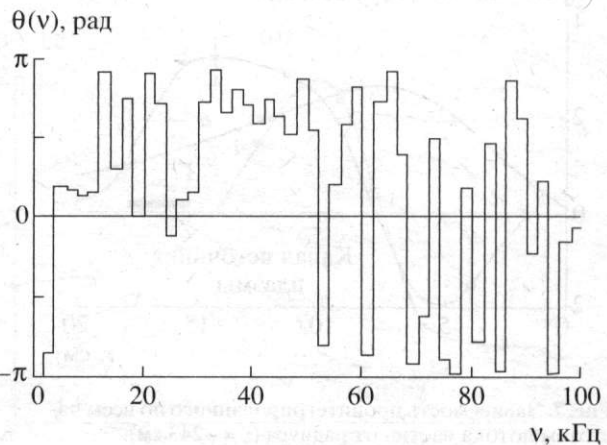
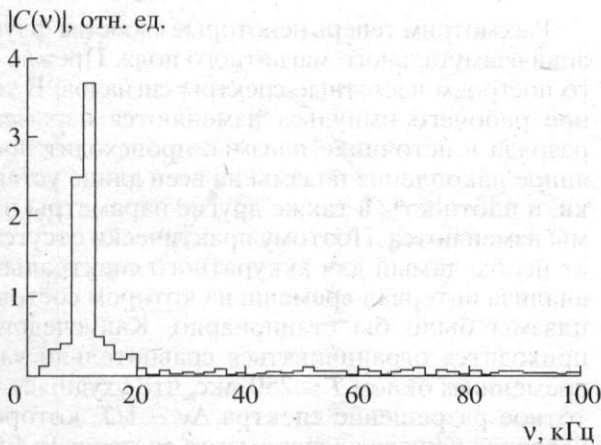


Рис. 5. Взаимный спектр флуктуаций плотности и радиального магнитного поля и разность фаз между ними ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

причем выделяются отдельные максимумы, соответствующие НКГ (рис. 4). Видно также, что пики в спектрах плотности и магнитного поля находятся на одинаковых частотах, и это говорит о взаимосвязи между измеряемыми величинами.

Значение $\langle \tilde{n}(t) \tilde{B}_r(t) \rangle$ можно находить непосредственно усреднением по заданному временному интервалу, однако удобнее перейти к фурье-разложениям. Если $\tilde{n}(\omega) \equiv |\tilde{n}(\omega)| \exp(i\theta_n(\omega))$ и $\tilde{B}_r(\omega) \equiv |\tilde{B}_r(\omega)| \exp(i\theta_B(\omega))$ – фурье-преобразования исходных сигналов, то

$$\begin{aligned} \langle \tilde{n}(t) \tilde{B}_r(t) \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}^*(\omega) \tilde{B}_r(\omega) d\omega = \\ &= 2 \int_0^{\infty} |C(\omega)| \cos \theta(\omega) d\omega, \end{aligned} \quad (3)$$

где $C(\omega) = \tilde{n}^*(\omega) \tilde{B}_r(\omega)$, а $\theta(\omega) = \theta_B(\omega) - \theta_n(\omega)$ – сдвиг фаз между колебаниями магнитного поля и плотности. Такая запись позволяет определить, какие частоты имеют особое значение в переносе частиц. Тогда для потока имеем $\Gamma_B^{\text{турб}} = \int_0^{\infty} \Gamma(\omega) d\omega$, где $\Gamma(\omega) = 2u_{0||} |C(\omega)| \cos \theta(\omega) / B$. На рис. 5 показаны графики функций $|C(\omega)|$ и $\theta(\omega)$ для сечения $z = -243$ см на радиусе $r = 16$ см. Вычисленный по ним поток $\Gamma(\omega)$ приведен на рис. 6. Из рисунка хорошо видно, что поток частиц есть только в узком диапазоне частот в окрестности 10 кГц, а вне этого интервала либо мала функция $|C(\omega)|$, либо взаимная фаза исключает вклад в поток. Такая картина наблюдается на всех радиусах в данном сечении, а характерный пик на частоте 10 кГц изменяется по амплитуде и меняет знак при радиальном перемещении зондов. Заметим также, что вычисление потока в моменты времени, предшествующие

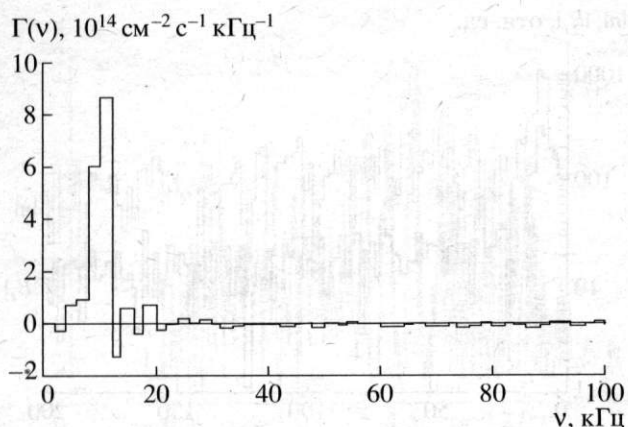


Рис. 6. Зависимость потока частиц от частоты ($z = -243$ см, $r = 16$ см).

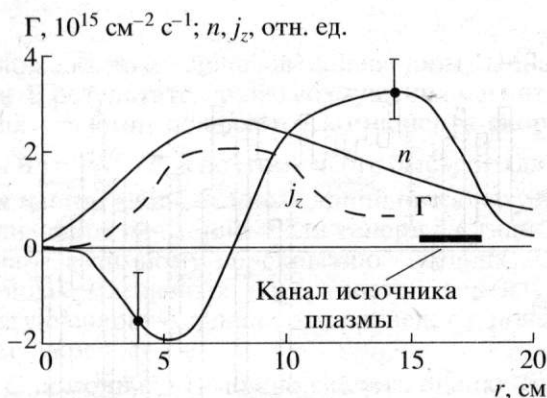


Рис. 7. Зависимость проинтегрированного по всем частотам потока частиц от радиуса ($z = -243$ см).



Рис. 8. Радиальный профиль коэффициента диффузии на магнитных флуктуациях ($z = -243$ см).

раскачке низкочастотных колебаний, показанных на рис. 3, дает на порядок меньшую величину.

Радиальный профиль интегрального потока, усредненный по нескольким сериям измерений,

приведен на рис. 7. На этом же рисунке изображены профили плотности плазмы и плотности продольного тока, а также проекция разрядного канала источника плазмы вдоль силовых линий магнитного поля.

На рис. 8 показана зависимость коэффициента магнитной диффузии, определенного по формуле $D_{LM} \sim -\Gamma/(dn/dr)$ с использованием экспериментальных профилей плотности и потока частиц. В данном сечении максимальная величина коэффициента диффузии на магнитных флуктуациях $D_{LM} \approx 0.3 \times 10^4$ см²/с, что по крайней мере на порядок меньше электростатического коэффициента диффузии и согласуется с приведенными выше предварительными оценками.

4. ФЛУКТУАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим теперь некоторые свойства флуктуаций азимутального магнитного поля. Прежде всего построим частотные спектры сигналов. В течение рабочего импульса изменяются параметры разряда в источнике плазмы, происходит постоянное накопление плазмы на всей длине установки, и плотность, а также другие параметры плазмы изменяются. Поэтому практически отсутствует необходимый для аккуратного спектрального анализа интервал времени, на котором состояние плазмы было бы стационарно. Как следствие, приходится ограничиваться сравнительно узким временным окном $T \approx 250$ мкс, что ухудшает частотное разрешение спектра $\Delta\nu \sim 1/T$, которое в условиях нашего эксперимента составляет 4 кГц. На рис. 9 изображены спектры азимутального магнитного поля в транспортирующей области, полученные фурье-разложением исходных осциллограмм. На обоих спектрах видны узкие пики в низкочастотной области, особенно отчетливо проявляющиеся для $z = -168$ см. Эти максимумы, значительно превосходящие уровень фоновых флуктуаций, связаны, вероятно, с вышеупомянутой неустойчивостью. Хотя спектры имеют одинаковый масштаб по вертикали, сравнение их амплитуд затруднено тем, что плотность плазмы падает примерно на два порядка от источника ко входной пробке, потоковая скорость электронов, напротив, увеличивается, а поскольку генерируемое магнитное поле зависит от комбинации этих параметров, то абсолютная калибровка спектров вряд ли возможна. Тем не менее можно сделать общий вывод о том, что в спектрах присутствуют четко выраженные низкочастотные пики, а сами спектры достаточно быстро спадают с частотой.

Спектральный анализ дает информацию о колебаниях в том или ином диапазоне частот, однако удобно ввести еще одну характеристику флуктуирующего поля, в котором присутствуют колебания

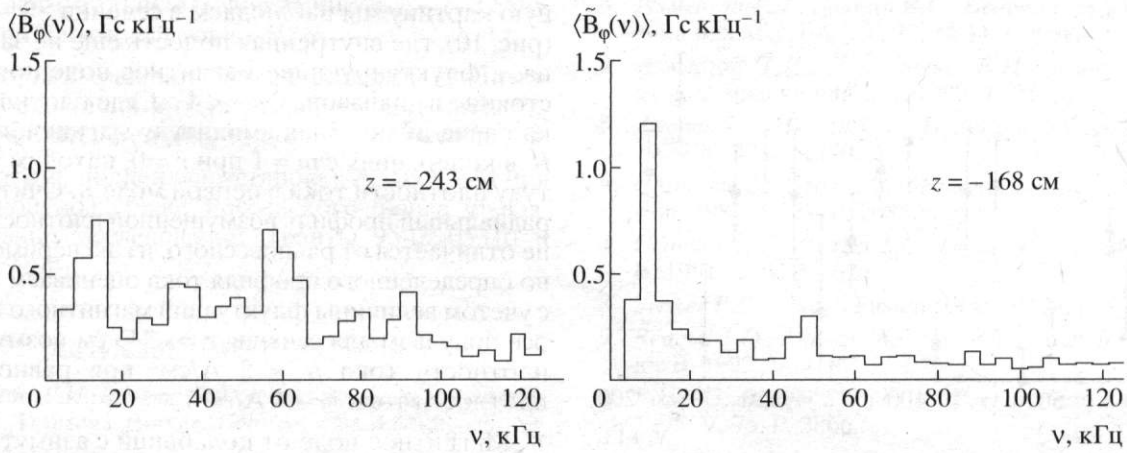


Рис. 9. Спектры флуктуаций азимутального магнитного поля в сечениях $z = -243$ см ($r = 9$ см) и $z = -168$ см ($r = 7$ см) при $t = 1600$ мкс.

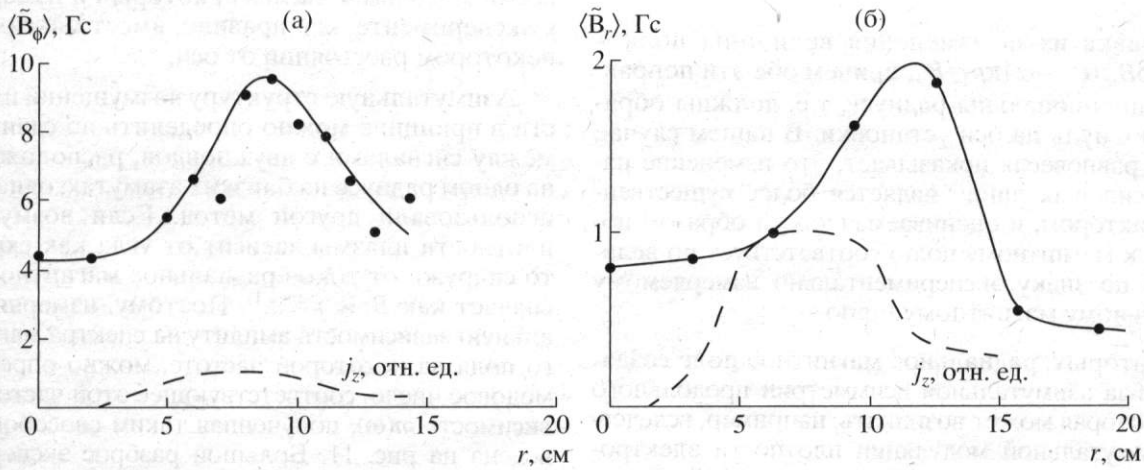


Рис. 10. Радиальная зависимость среднеквадратичных флуктуаций азимутальной (а) и радикальной (б) компонент магнитного поля. Штриховой линией обозначен профиль плотности тока в отн. ед.

разных частот, — его среднеквадратичную величину на интервале времени T :

$$\langle \tilde{B} \rangle \equiv \left(\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{B}^2(t) dt \right)^{1/2},$$

причем из исходного сигнала предварительно вычитаются его постоянная составляющая и линейная зависимость от времени. На рис. 10 показаны радиальные профили среднеквадратичных флуктуаций магнитного поля, усредненных по интервалу $T = 250$ мкс в окрестности момента времени 1400 мкс. На этих же рисунках для справки приведены профили плотности тока в отн. ед. Из рис. 10 видно, что флуктуации магнитного поля в сечении $z = -243$ см значительны даже вблизи оси, где плотность тока равна нулю.

Радиальное магнитное поле, измеряемое магнитным зондом, может возникать по разным причинам. Во-первых, при заполнении ловушки плазмой магнитное поле несколько изменяется по сравнению с вакуумным. Этот эффект можно разбить на два слагаемых: изменение абсолютной величины поля и изменение его направления, т.е. формы силовых линий. Зная распределение давления в ловушке, можно вычислить и новое распределение магнитного поля и соответствующую ему форму силовых линий из условия поперечного равновесия плазмы в параксиальном приближении $B_z^2(r, z) + 8\pi p_\perp(r, z) = B_v^2(z)$, где $B_v(z)$ — вакуумное поле на оси системы. Тогда поправка к радиальному магнитному полю, связанная с изменением наклона силовых линий, будет $\delta B_{r1} \sim B_{vz} \delta\alpha$ (α — угол наклона силовой линии, δ обозначает возмущение соответствующей величины при появлении плазмы),

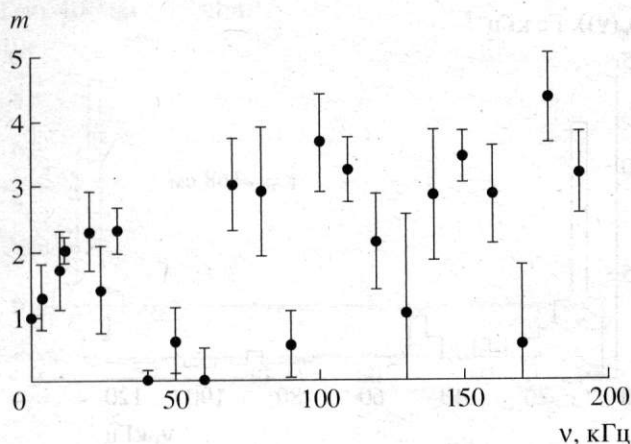


Рис. 11. Азимутальное модовое число, определенное по закону уменьшения радиального магнитного поля $B_r \propto r^{-(m+1)}$ ($z = -243$ см).

а поправка из-за изменения величины поля $-\delta B_{r2} \sim \delta B_{vz} \alpha \sim -\alpha 4\pi r_{\perp} / B_v$, причем обе эти поправки пропорциональны радиусу, т.е. должны обращаться в нуль на оси установки. В нашем случае расчет равновесия показывает, что изменение наклона силовых линий является более существенным фактором, и оцениваемая таким образом поправка к магнитному полю соответствует по величине и по знаку экспериментально измеряемому радиальному магнитному полю.

Во-вторых, радиальное магнитное поле создается из-за азимутальной асимметрии продольного тока, которая может возникать, например, вследствие азимутальной модуляции плотности электронов, переносящих ток ($j_{\parallel} = n_1 e u_{\parallel ez}$; индекс "1" обозначает возмущение соответствующей величины). Напомним, что в предыдущем разделе было показано, что плотность плазмы и радиальное магнитное поле имеют сходные спектры с пиками на одних и тех же частотах и коррелированы друг с другом. Рассмотрим азимутально-неоднородное возмущение плотности тока $j_{\parallel}(r, \varphi) = j_{\parallel}(r) \cos(m\varphi - \omega t)$, где m — номер азимутальной гармоники, а функция $j_{\parallel}(r)$ описывает радиальный профиль возмущенной плотности тока. Зная $j_{\parallel}(r, \varphi)$, находим зависимости $B_{1r}(r, \varphi)$ и $B_{1z}(r, \varphi)$. Магнитное поле на оси определяется только модой $m = 1$, что позволяет оценить возмущение плотности тока в данной моде. Для простоты выберем ступенчатый радиальный профиль плотности тока, такой что функция $j_{\parallel}(r)$ постоянна и отлична от нуля только в кольце $r_1 < r < r_2$. Несложные вычисления показывают, что если в профиле плотности тока существует внутренняя полость, т.е. $r_1 > 0$ (полый токовый цилиндр), то внутри этой полости магнитное поле, создаваемое током, не зависит от радиуса, а при $r > r_1$ начинается монотонное уменьшение поля, причем снаружи от тока (при $r > r_2$) поле спадает как $B_r \propto r^{-(m+1)}$. Подоб-

ную картину мы наблюдаем в сечении $z = -243$ см (рис. 10), где внутренняя полость еще не заполнена, а флуктуирующее магнитное поле почти постоянно в диапазоне $0 < r < 4$ см, где плотность тока равна нулю. Зная амплитуду магнитного поля B_r в колебаниях с $m = 1$ при $r = 0$, находим амплитуду плотности тока в первой моде $j_{\parallel 1}$. Считая, что радиальный профиль возмущенной плотности тока не отличается от равновесного, из экспериментально определенного профиля тока оцениваем r_1 и r_2 и с учетом величины флуктуаций магнитного поля на оси получаем для сечения $z = -243$ см возмущение плотности тока $j_{\parallel 1} \approx 2$ А/см² при равновесной плотности тока $j_0 \approx 4$ А/см².

Магнитное поле от колебаний с азимутальными числами $m > 1$ равно нулю на оси, затем нарастает, достигает максимума на некотором радиусе и спадает снаружи от токов. Поэтому результирующий профиль магнитных флуктуаций со всеми модовыми числами, который и измеряется в эксперименте, как правило, имеет максимум на некотором расстоянии от оси.

Азимутальную структуру возмущений плотности в принципе можно определить по сдвигу фаз между сигналами с двух зондов, расположенных на одном радиусе на близких азимутах, однако мы использовали другой метод. Если возмущение плотности плазмы зависит от угла как $\exp(im\varphi)$, то снаружи от токов радиальное магнитное поле спадает как $B_r \propto r^{-(m+1)}$. Поэтому, измеряя радиальную зависимость амплитуды спектра магнитного поля на некоторой частоте, можно определить модовое число, соответствующее этой частоте. Зависимость $m(\omega)$, полученная таким способом, приведена на рис. 11. Большой разброс экспериментальных точек связан, по-видимому, с отсутствием усреднения $m(\omega)$ по ансамблю измерений. Видно, что $m \sim 1-2$ при частотах меньше 50 кГц, где наблюдаются наибольшие флуктуации магнитного поля в эксперименте, а затем с увеличением частоты номер моды растет вплоть до $m \sim 4$ при $\nu \approx 200$ кГц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально исследованы с помощью подвижных магнитных зондов флуктуации азимутального и радиального магнитных полей, выявлены их характерные свойства. В транспортирующей области измерен радиальный профиль потока частиц, вызванный флуктуациями радиального магнитного поля, оценен соответствующий коэффициент поперечной диффузии.

Анализ спектров и радиальных профилей флуктуаций магнитного поля и плотности показал, что флуктуации магнитного поля связаны с модуляцией плотности и тока в струе плазмы. Характерные пространственные неоднородности

имеют азимутальные модовые числа $m \sim 1-2$ с модуляцией плотности тока $\sim 50\%$.

Авторы выражают благодарность Г.И. Димову за постоянный интерес к работе и ценные замечания и В.С. Белкину за полезные обсуждения.

Работа выполнена на установке АМБАЛ-М при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-05316 и 96-02-19296).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1990. М.: ИАЭ, Вып. 1. С. 19.
2. Belkin V.S., Bender E.D., Gilev E.A. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 37.
3. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 11. С. 988.
4. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Кабанцев А.А. и др. // Физика плазмы. 1999. Т. 25.
5. Zweben S.J., Menyuk C.R., Taylor R.J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1270.
6. Giannone L., Gross R.C., Hutchinson I.H. // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 2085.
7. Graessle D.E., Prager S.C., Dexter R.N. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 2626.
8. Liewer P.C. // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 543.
9. Rempel T.D., Almagri A.F., Assadi S. et al. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. P. 2136.
10. Fiksel G., Prager S.C., Pribyl P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3866.
11. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
12. Кабанцев А.А. Препринт № 95-80. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1995.