

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

В.Б. Рева, В.Г. Соколов

ЗОНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАВИХРЕННОСТИ
ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

ИЯФ 99-93

НОВОСИБИРСК
1999

**Зонд для измерения завихренности
плазменного потока**

В.Б. Рева, В.Г. Соколов

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

В работе представлено описание конструкции зонда, позволяющего осуществлять непосредственное измерение локальной завихренности плазменного потока ($\text{rot}\vec{U}(\vec{r}, t)$, $U(\vec{r}, t)$ – локальная скорость плазмы). Приведены результаты измерения данным зондом в плазменной струе с сильным неоднородным вращением. Показано, что в области максимального шара вращения плазмы формируются вихревые образования с характерным размером порядка размера неоднородности. Данная методика измерения завихренности плазмы может быть использована и для других плазмозфизических объектов.

V.B. Reva, V.G. Sokolov

**The probe for the direct measurement
of plasma vorticity**

Abstract

In this work the construction of probe is offered for the direct measurement of local plasma vorticity. The experiment results are presented which are obtained by the given probe in a plasma flow with high inhomogeneous rotating. It is detected that the vortex structure is formed in the domain of maximum of azimuthal velocity shear. The characteristic vortex structure size is about size of shear. This method of the direct measurement of plasma vorticity can be used for experiments with other turbulent plasma phenomena.

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

1 Введение

Ионизированное состояние вещества, или плазма, – наиболее яркий пример среды, для описания которой, во многих случаях, понятие турбулентности наиболее адекватно. Тот факт, что плазма одновременно является не только множеством отдельных частиц, но также и совокупностью создаваемых ими электрических и магнитных полей, приводит к сильно неравновесной системе, состоящей из вещества и электромагнитного поля. В такой среде в силу ее большой подвижности и наличия дальнедействующих кулоновских сил легко развиваются различного рода колебания и неустойчивости, и если механизмы диссипации достаточно слабы, то состояние среды приобретает турбулентный характер.

Плазменные струи из газоразрядных источников широко используются в плазменных экспериментах. В таких потоках развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (НКГ) [1, 2]. Как было показано, результатом развития дрейфовых волн (к подмножеству которых принадлежит и НКГ) является генерация мод с малым k_z и ω [3]. Такая коллективная мода с конечным k_\perp представляет собой крупномасштабный вихрь, затухание которого определяется ионной столкновительной вязкостью $\mu = 0.3\nu_i\rho_i^2$. Результаты численного моделирования [4] указывают на то, что на поздней стадии развития дрейфовой турбулентности существенная доля энергии флуктуаций оказывается заключенной в модах с $k_z \rightarrow 0$ и малым k_\perp .

Образующиеся в результате развития неустойчивости дрейфовые вихри (вихревые трубки, конвективные ячейки) формируются вокруг локальных минимумов и максимумов возмущенного потенциала. Форма поперечного сечения дрейфовых вихрей определяется, в общем случае, формой образующихся эквипотенциалей. Единичный вихрь представляет собой вытянутую вдоль основного (ведущего) магнитного поля конвективную ячейку, в которой с помощью внешних граничных условий

создан экстремум потенциала (или область с немонотонным электрическим полем, скрещенным с магнитным полем) [5]. Аналогичные ячейки, в частности, фиксировались в экспериментах на установке ПР-8 при изучении неустойчивости, вызванной сильным широм вращения плазмы [6]. Отметим, что подобные плазменные вихри не обязательно должны быть округлыми по форме. Они могут иметь и более сложную структуру при том лишь условии, что эта форма определяется формой образующихся эквипотенциалей. На рис.1, для простоты, дрейфовые траектории движения частиц плазмы по эквипотенциалам во вращающейся системе отсчета представлены в виде развернутых эллипсов. Знак завихренности

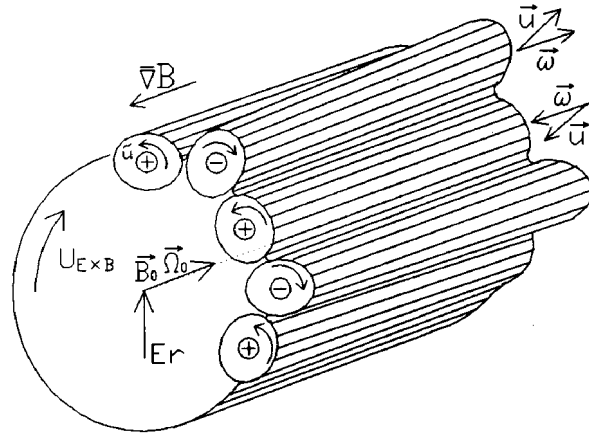


Рис. 1: *Нелинейная стадия развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца.*

этого движения при заданном направлении магнитного поля определяется направлением электрического поля в конвективной ячейке. В случае НКГ флуктуации плотности и потенциала в возникающем ансамбле азимутальных электростатических волн оказываются в противофазе [2, 6], т.е. всплывающие (по радиусу) вихри образуются вокруг локальных минимумов потенциала и вращаются по часовой стрелке вокруг своей оси, а погружающиеся – вокруг максимумов потенциала и вращаются против. Таким образом, с учетом направления вектора среднего радиально-го электрического поля в плазменном столбе (рис.1) развитие НКГ можно рассматривать как процесс образования дрейфовых плазменных вихрей циклонической и антициклонической полярности [7].

Следствием такого поведения плазмы может служить образование специфической турбулентности, обладающей ненулевым параметром кинетической спиральности $h = \langle \vec{u} \cdot \text{rot} \vec{u} \rangle$ и вектором завихренности $\vec{\Omega} = \langle \text{rot} \vec{u} \rangle$, где \vec{u} - вектор скорости. Турбулентность подобного рода привлекает все большее внимание в связи с процессами образования крупномасштабных вихревых структур как в физике плазмы, так и в обычной гидродинамике [8].

Отметим, что турбулентность, не обладающая отражательной симметрией, редко бывает предметом прямого экспериментального исследования в лабораторных условиях. Почти все традиционные исследования в этой области касались Солнца, межзвездной среды или других астрофизических объектов. Кроме этого, до сих пор не было предложено метода прямого экспериментального измерения средней спиральности (Авторам известна только косвенная ссылка на работу: Leorat J., Frisch U., Pouquet A. Helical magnetohydrodynamic turbulence and the non-linear dynamo problem. Ann. New York Acad. Sc., v. 257, 1975, p.173-176). Для экспериментального определения средней спиральности $\langle \vec{u} \text{rot} \vec{u} \rangle$ или завихренности $\langle \text{rot} \vec{u} \rangle$ требуется знание сразу всех трех компонент вектора скорости в некоторой области пространства. Сложности, возникающие при этом, связаны с тем, что движение является существенно трехмерным. При использовании априорных знаний об исследуемом турбулентном потоке можно попробовать определить $\langle \vec{u} \text{rot} \vec{u} \rangle$ и $\langle \text{rot} \vec{u} \rangle$, связывая корреляторы $\langle u_i u_j \rangle$, $\langle u_i \omega_j \rangle$, $\langle \omega_i \omega_j \rangle$, но и в этом случае задача определения средней спиральности остается очень сложной. Другой подход к проблеме заключается в конструировании специального зонда напрямую измеряющего величину пропорциональную $\langle \vec{u} \text{rot} \vec{u} \rangle$ или $\text{rot} \vec{u}$. Именно такой подход использовался в данной работе.

2 Зонд для определения завихренности плазменного потока

Предлагаемая методика измерения $\text{rot} \vec{u}$ основана на известной теореме Стокса: $\oint \vec{u} d\vec{l} = \oint \text{rot} \vec{u} d\vec{S}$. Рассмотрим систему из четырех пар плоских электродов, расположенных попарно эквидистантно по окружности, как показано на рис. 2. Размер зонда $R_p \approx 1$ см, размер одного электрода $\approx 3 \times 3$ мм, нормаль к плоскости электродов перпендикулярна основному магнитному полю. Зонд работает в режиме сбора электронного тока. Положительное смещение может подаваться как относительно

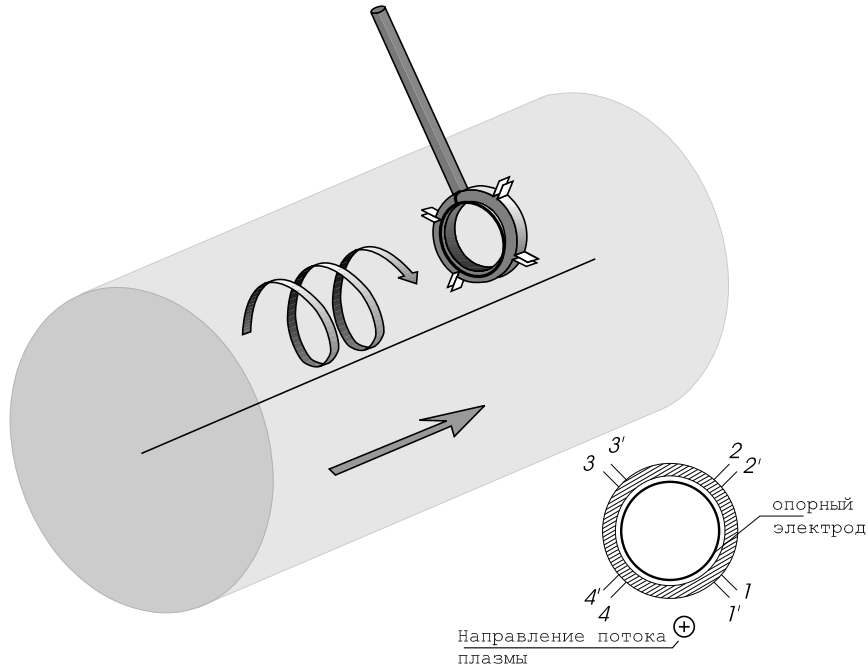


Рис. 2: Схема зонда.

корпуса вакуумной камеры установки, так и относительно специального опорного электрода, показанного на рис. 2. Измеряется суммарный ток I на пластины 1-4 и суммарный ток I' на пластины 1'-4'. Для дальнейшего анализа используются разность $I - I'$ и частотные спектры токов I и I' . Уже из конструкции зонда видно, что его геометрия, в предположении о потоке плазмы вдоль вектора Oz , является отражательно неинвариантной. Предлагаемый зонд является отражательно неинвариантной системой при распространении вихревого потока плазмы вдоль вектора Oz . В самом деле, при зеркальном отражении относительно плоскости, перпендикулярной oZ , система "зонд - поток плазмы" не переходит сама в себя при условии сохранения направления потоковой скорости плазмы \vec{U}_{flow} . Для полностью инвариантного преобразования системы "зонд - измеряемый объект" необходимо также выполнить замену $\vec{U}_{flow} = -\vec{U}_{flow}$. Таким образом, данная система выглядит привлекательной для регистрации отражательно неинвариантных объектов, например, левых и правых вихрей, движущихся вдоль оси Oz .

Рассмотрим физические процессы, обуславливающие величину электронного тока насыщения на электростатический зонд, расположенный в магнитном поле. В этом случае электронный ток на зонд уже нельзя аппроксимировать хаотическим электронным током в плазме. Если давление остаточного газа не очень велико и средняя длина свободного пробега намного превышает ларморовский радиус, то движение электронов поперек магнитного поля более затруднено, чем вдоль силовых линий. Движение электронов к зонду определяется, главным образом, свободным движением вдоль силовых линий магнитного поля и диффузией поперек [9]:

$$D_{\perp e} = \frac{D_e}{1 + \omega_{He}^2 \tau_e^2}, \quad (1)$$

где ω_{He} – электронная циклотронная частота, τ_e – среднее время между столкновениями, D_e – классический коэффициент диффузии электронов. Диффузия электронов поперек силовых линий магнитного поля существенно уменьшается даже при слабых полях. Характерное значение $\omega\tau$ в наших экспериментах составило $\approx 6.5 \cdot 10^3$. Заметим, что для ионов $\omega\tau$, по крайней мере, меньше в M_i/m_e раз, поэтому лишь очень большие величины B влияют на $D_{\perp i}$.

Возникающая анизотропия потока электронов порождает следующее интересное явление. Электронный ток насыщения превосходит ионный лишь в небольшое число раз по сравнению с его величиной в отсутствии магнитного поля и это отношение мало по сравнению с параметром $\sqrt{M_i/m_e} \approx 40$. Физической причиной для этого является обеднение электронами зоны, непосредственно примыкающей к зонду, по сравнению с рядом лежащими участками плазмы [9, 11, 13]. Для этого случая в работе Чена [10] было выведено приближенное выражение для электронного тока насыщения:

$$I_e = \frac{1}{4} n_0 v_{Te} S_{p\perp} \frac{4}{3} \frac{\lambda}{R_p} \sqrt{\frac{D_{\perp e}}{D_e}}, \quad (2)$$

где D_e – классический коэффициент диффузии плазмы, $D_{\perp e}$ – коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля, λ – длина свободного пробега электронов, R_p – характерный размер зонда, $S_{p\perp}$ – площадь зонда с нормалью, направленной поперек магнитного поля.

Экспериментальное исследование эффекта подавления электронного тока насыщения на зонд в магнитном поле было впервые проведено в работах Бома с соавторами [12]. Эксперименты на современных токамаках ASDEX-Upgrade, DITE [14, 15] и стеллараторе [17], а также теоретические исследования авторов работы [16] подтверждают существование вы-

ше указанного эффекта. В экспериментах на токамаке ASDEX-Upgrade было зафиксировано отношение электронного тока насыщения к ионному $I_{sat}^e/I_{sat}^i \approx 3$, в экспериментах на DITE $I_{sat}^e/I_{sat}^i \approx 0.5 - 6$ в зависимости от угла наклона зонда по отношению к ведущему магнитному полю.

Оценим в нашем случае электронный ток насыщения как сумму $i_{sat}^e = i_d + i_f$, где i_d – ток на зонд, связанный с диффузией электронов поперек магнитного поля, определяемый формулой (2); i_f – ток, вызванный дрейфовым поперечным движением плазмы в результате появления в плазме флуктуаций электрического поля. Из-за канального механизма сбора электронов вдоль силовых линий определяющей величиной для значения i_d является площадь сечения зонда $S_{p\parallel}$ с нормалью вдоль магнитного поля. Ток i_f можно оценить как $i_f = \frac{1}{4}n_0v_{flow}S_{p\perp}$, где v_{flow} – скорость дрейфового движения плазмы поперек магнитного поля; S_{\perp} – площадь зонда с вектором нормали поперек магнитного поля. Таким образом, при выполнении соотношений $S_{p\parallel}/S_{p\perp} \ll 1$, $D_{e\perp}/D_e \ll 1$ можно ожидать, что величина электронного тока насыщения будет определяться v_{flow} . Отметим также, что хотя в сильных магнитных полях часто возникает аномальная диффузия и действительная величина D_{\perp} бывает намного больше величины, определенной уравнением (1), это может оказать гораздо более слабое влияние на конечный результат измерения, чем это кажется с первого взгляда. Если в турбулентном переносе плазмы доминирующее влияние оказывают флуктуации с характерным размером большим размера зонда, то величина дополнительных электронов, поставляемых в канальную область из-за турбулентных движений плазмы, тоже будет определяться величиной v_{flow} . Таким образом, можно считать, что разность электронных токов насыщения I и I' с четырех пар пластин пропорциональна следующей величине $\delta I_{sat}^e = \sum_{i=1}^4 v_{flow} \approx \sum_{i=1}^4 \vec{v}_{flow} d\vec{l} \approx \oint \vec{v}_{flow} d\vec{l} = \oint \text{rot} \vec{v}_{flow} d\vec{S}$, что можно рассматривать как оценку для величины $\text{rot} \vec{v}_{flow}$ или завихренности потока. Число пар пластин, использующихся для оценки $\text{rot} \vec{u}$, может быть иным. Также подчеркнем, что полученная оценка вектора $\text{rot} \vec{u}$ соответствует точке в пространстве, находящейся внутри зонда.

Таким образом, предложенную зондовую систему можно рассматривать как хороший индикатор вихревых движений плазмы. Получение же с ее помощью надежных количественных величин, характеризующих это движение, представляется на данном этапе маловероятным из-за сложности точного учета всех факторов, влияющих на поперечный ток в плазме и связанных с этим явлений.

Для уменьшения возможного влияния существующего в плазме попе-

речного профиля потенциала и других параметров плазмы было выбрано симметричное расположение пар пластин относительно радиуса потока (см. рис.2). При этом местоположение пластин 1 и 4', 1' и 4, а также 2 и 3', 2' и 3 оказывалось полностью эквивалентным относительно радиуса, и влияние неоднородностей радиальных профилей параметров плазмы сводилось к минимуму.

Для анализа результатов, полученных с данного зонда, удобно использовать аналогию с магнитостатикой. Тогда скорость течения плазмы в вихре \vec{u} будет эквивалентна вектору магнитного поля \vec{H} , а завихренность $\vec{\Omega}$ – электрическому току \vec{j} . Уравнения, связывающие соответствующие величины, полностью эквивалентны: $\text{rot}\vec{H} = 4\pi\vec{j}/c$ – в случае магнитостатики, $\text{rot}\vec{u} = \vec{\Omega}$ – в случае гидродинамики. Для иллюстрации рассмотрим два простых примера. А) Пусть плазма вращается с постоянной угловой скоростью как целое $u_\theta(r) = \Omega_0 \cdot r$. Тогда завихренность $\Omega(r) = \text{const} = \Omega_0$ завихренность не зависит от радиуса, и сигнал с зонда должен быть одинаков для любого его положения внутри плазменного столба. Б) Пусть $u_\theta(r) = r_0^2\omega_0/r$, что соответствует $\omega(r) = \omega_0 r_0 \delta(r)$, т.е. случаю вихревой нити, когда вся завихренность сосредоточена в бесконечно узкой области вблизи $r = 0$. В этом случае рассматриваемый зонд должен измерять величину пропорциональную $r_0^2\omega_0/R_p$, если его центр совпадает с расположением вихревой нити ($r = 0$), и ноль в любой другой точке.

3 Измерения завихренности плазменной струи

Завихренность плазмы измерялась данным зондом на установке МАЛ [2]. В экспериментах плазменный поток генерировался газоразрядным источником и имел следующие параметры: температура ионов ~ 50 эВ, температура электронов ~ 10 эВ, плотность до 10^{14}см^{-3} . На рис. 3 сверху изображены экспериментально измеренные радиальные профили токов I, I' . Наблюдается значительное отличие токов I, I' (или наличие сильной завихренности) на радиусах 60 – 100 мм. Область максимальной завихренности совпадает с максимумом шира электрического поля, что хорошо согласуется с предположением о формировании турбулентного течения за счет развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, которая связана с дифференциальным вращением плазменной струи.

Для анализа вихревой структуры плазмы необходимо сравнивать спек-

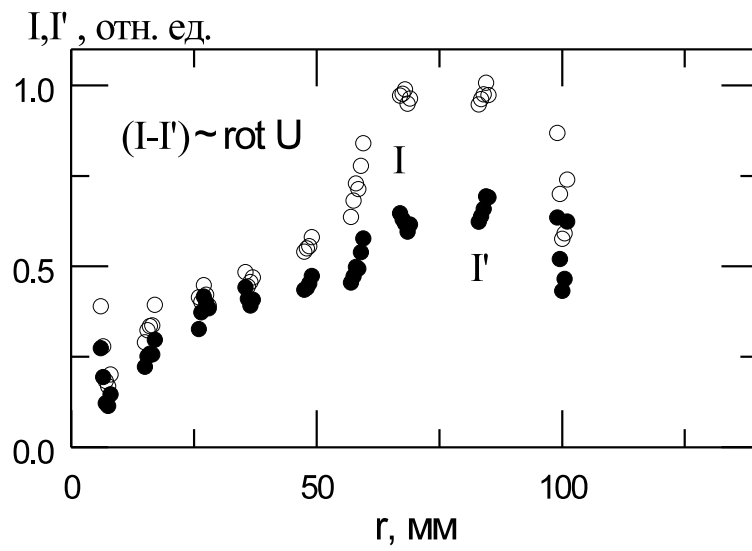


Рис. 3: Радиальные профили токов I (пластины 1 – 4) и I' (пластины 1' – 4'), $|I - I'| \sim \text{rot } \vec{u}$.

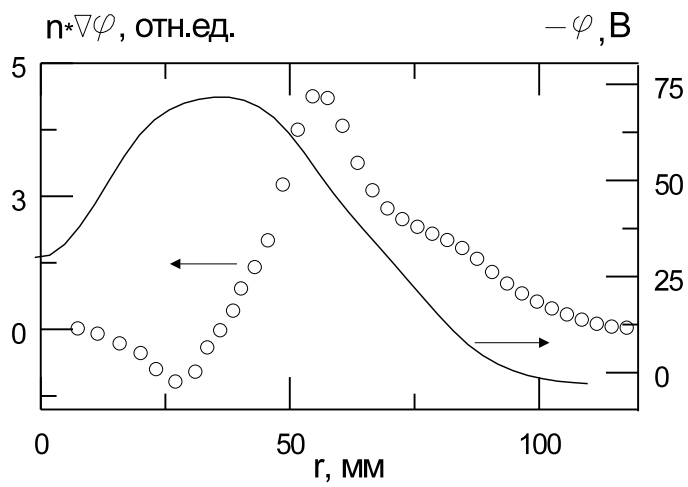


Рис. 4: Радиальный профиль плавающего потенциала плазмы и величины $n \nabla \phi$ пропорциональной поперечному потоку плазмы $nc(\vec{E} \times \vec{B}/B^2)$.

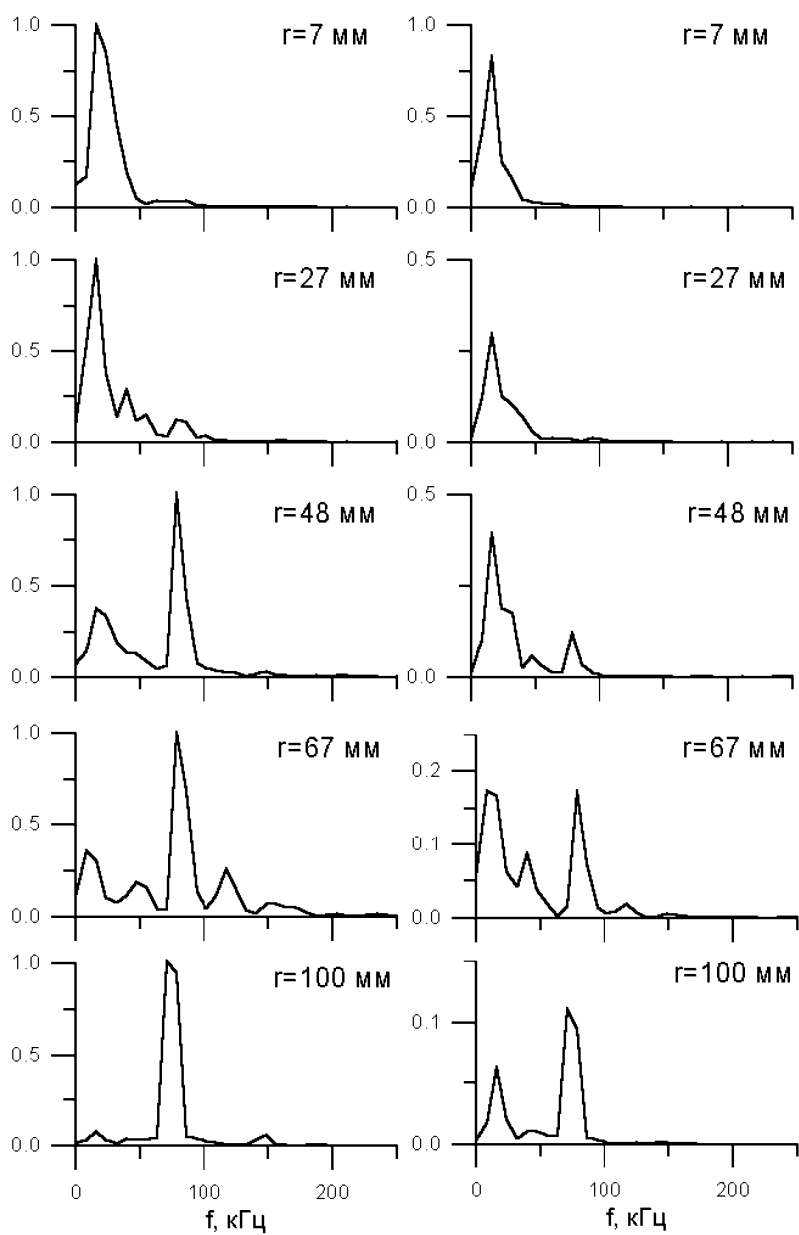


Рис. 5: Радиальные зависимости спектров токов I и I' .

тры сигналов I и I' и их радиальную зависимость. Система пластин, собирающая ток I' , будет более чувствительна к дрейфовым движениям плазмы вращающимся по часовой стрелке, а собирающая ток I – против часовой стрелки см. рис. 2. На рис. 4 представлены частотные спектры флуктуаций токов на различных радиусах.

Их можно интерпретировать, как присутствие одиночного вихря с минимальной частотой обращения ≈ 12 кГц и малой величиной общей завихренности (см. рис. 1) в центре плазменного потока. Это соответствует общему вращению плазменной струи (как целого) в скрещенных электрическом и магнитном полях. Абсолютные величины составляющих сигнала на данной частоте для токов I и I' различаются слабо, что обусловлено большим характерным размером данного вращательного движения (подчеркнем, что зонд наиболее чувствителен к вихревым движениям с характерными размерами порядка размеров самого зонда). При увеличении радиуса положения зонда видно появление других более высокочастотных составляющих в спектре сигналов с пластин зонда. В области максимума шира электрического поля их число достигает своего наибольшего значения, при этом одновременно возрастает и разница между сигналами на данной частоте для пластин 1-4 и пластин 1'-4'. Это свидетельствует о наличии в области максимального шира электрического поля вихревых образований с характерными размерами порядка размера зонда ≈ 1 см (и радиального размера шира соответственно) и характерными частотами $f \approx 15 - 100$ кГц. Характерное время автокорреляции сигнала с зонда порядка $1/f$, однако это значение нельзя рассматривать как характерное время жизни вихревого образования. Это связано с тем, что измерения фактически проводятся в эйлеровой системе координат (привязаны к фиксированному положению в пространстве), тогда как время жизни вихря является существенно лагранжевой величиной (движущейся вместе с вихрем). При дальнейшем увеличении радиуса пропадают все частотные составляющие сигнала за исключением составляющей соответствующей ≈ 75 кГц, которая, по-видимому, определяется самой интенсивной модой и размер которой одновременно наиболее близок к размеру зонда.

Таким образом, в плазме экспериментально фиксируется вихревая структура, состоящая из множества вихрей различного размера и периода вращения. Также имеется вихрь, связанный с вращением плазменной струи как целого. Максимум количества генерируемых вихрей наблюдается в области максимума шира вращения плазмы.

Безусловно, интересным было бы использование подобного зонда в режиме ионного тока насыщения, но в наших условиях ограничивающим

фактором для подобных экспериментов является сравнимость величин ларморовского радиуса ионов и расстояния между электродами в паре, что приводит к крайней сложности (невозможности) интерпретации полученных экспериментальных фактов.

Подобная методика может быть использована и для измерения завихренности других плазменных объектов.

Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ N98-02-17864 и Мин. науки по программе "УТС и плазменные процессы" N381.

Авторы выражают глубокую благодарность И.Е.Лубягину за качественное изготовление зондов.

Литература

- [1] Perkins F.W., Jassby D.L. Velocity Shears and Low-Frequency Plasma Instabilities. - Phys. Fluids, 1971, V. 14, N1, P. 102-115.
- [2] Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа. - Физика плазмы, 1990, т. 16, вып. 6, с. 700-709.
- [3] Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Конвективные ячейки и аномальная диффузия плазмы.- Физика плазмы, 1978, т. 3, с. 551.
- [4] Cheng C.Z., Okuda H. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.708.
- [5] Кабанцев А.А., Рева В.Б., Соколов В.Г. Турбулентное динамо в осесимметричной открытой ловушке. - Физика плазмы, 1998, т. 24, N11, стр. 963-972.
- [6] Питерский В.В., Юшманов Е.Е., Яковец А.Н. Крупномасштабная неустойчивость, вызываемая широм электрического дрейфа. - Физика плазмы, 1999, т. 25, вып.3, с. 211-216.
- [7] Horton W. Drift waves and transport. - Rev. Mod. Phys., 1999, V.71, N3, pp. 735-778.
- [8] С.С.Моисеев, К.Р.Оганян, П.Б.Руткевич и др. Вихревое динамо в спиральной турбулентности. - В кн.: Интегрируемость и кинетические уравнения для солитонов, Киев: Наукова думка, 1990.

- [9] Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. - Москва: Атомиздат, 1969.
- [10] Chen F.F., - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965.
- [11] Sugawara M., - Phys. Fluids, V.9, 1966, p.797.
- [12] The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. Ed. by A. Guthrie and R.Wakerling. - New York, 1949.
- [13] Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. - Москва: Мир, 1978.
- [14] Carlson A., Grigull P., Grünther K. et al. Langmuir Probes in Strong Magnetic Fields. - 20th EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys. (Lisboa, 1993). ECA. V. 17C, Pt. III, p.1103.
- [15] Matthews G.F., Fielding S.J., McCracken G.M. et al. Investigation of the fluxes to a surface of grazing angles of incidence in the tokamak boundary. - Plasma Phys. Contr. Fusion, 1990, v.32, N14, pp.1301-1320.
- [16] Рожанский В.А., Ушаков А.А., Воскобойников С.П. Поперечная проводимость и теория зонда в магнитном поле. - Физика плазмы, 1998, т. 24, N9, с. 837-849.
- [17] Wolff H. et al. - 19th EPS Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys. (Innsbruck, 1992). ECA. V. 16C, p.1167.