

04;10;12

Динамика пучково-плазменного разряда в адиабатической магнитной ловушке

© Ю.Я. Волоколупов, М.А. Красноголовец

Харьковский физико-технический институт

В окончательной редакции 6 октября 2000 г.

Применение рентгеновской методики позволило определить скорость расширения плазмы в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, и вычислить турбулентный коэффициент диффузии. Установлена корреляция коэффициента диффузии и амплитуды высокочастотных колебаний, возбуждаемых в системе, что приводило к нагреву электронов и расширению плазмы в радиальном направлении. Установлено существенное влияние магнитного поля на процессы переноса, в частности в интервале полей до 2 kGs наблюдалась зависимость $D_r \sim \frac{1}{B^2}$.

При инжекции в холодную плазму электронного пучка в ней возникает пучково-плазменный разряд и генерируются мощные сверхвысокочастотные колебания [1], что приводит к разогреву группы электронов, энергия которых превышает энергию электронного пучка в несколько раз. Характерной особенностью пучково-плазменного разряда является существенное увеличение его поперечного сечения по сравнению с сечением электронного пучка. Расширение плазмы в радиальном направлении связано с диффузией горячей и холодной компонент плазмы.

Эксперименты проводились в аксиально-симметричной системе, помещенной в неоднородное магнитное поле, представляющее собой магнитную ловушку с пробками. Поле в центре ловушки достигало $B = 1.5 \text{ kGs}$ при пробочном отношении $R = 4$. Внутренний диаметр вакуумной камеры в районе пробок $\varnothing = 14 \text{ cm}$, расстояние между пробками $l = 80 \text{ cm}$, давление рабочего газа $p = 10^{-4} \text{ mm Hg}$.

В объем ловушки инжектировался импульсный пучок электронов с длительностью импульса $\tau = 500 \mu\text{s}$. Напряжение, ускоряющее электронный пучок, $U = 25 \cdot 10^3 \text{ V}$, ток пучка $I = 40 \text{ A}$. Катод электронной пушки устанавливается перед магнитной пробкой ловушки в точке, в которой $B_m/B_a = 4$, где B_m — величина напряженности

магнитного поля в пробке; B_a — напряженность магнитного поля на оси системы в районе электронного инжектора.

Поперечное сечение пучка электронов контролировалось с помощью термозонда в глубоком вакууме ($p = 10^{-7}$ mm Hg), т. е. когда отсутствовало взаимодействие пучка электронов с плазмой. Диаметр пучка электронов в центральной части ловушки $d = 1.2$ см. Пучок электронов после прохождения магнитной ловушки принимался заземленным коллектором, представляющим собой цилиндр Фарадея. Ионизация остаточного газа на начальной стадии образования пучково-плазменного разряда осуществлялась непосредственно столкновениями с электронным пучком. По мере накопления в системе концентрации плазмы, равной плотности пучка ($n_0 \approx n_{beam}$) в системе плазма-пучок возбуждались высокочастотные колебания, развивалась пучковая неустойчивость и на расстоянии около длины ловушки наблюдалась практически полная диссипация направленной энергии пучка. Плотность (n_e), температура электронов плазмы T_e существенно увеличивались [2]. Электронная компонента плазмы имела две группы частиц с сильно различающимися температурами. Наблюдалась группа "сверхгорячих" электронов плазмы $kT_e > eU$, а также группа "холодных" электронов с $kT_e \ll eU$ (где k и e — постоянная Больцмана и заряд электрона соответственно при этом горячие и холодные электроны плазмы двигались в радиальном направлении с различными скоростями).

Скорость расширения холодной плазмы определялась путем измерения временного сдвига начала появления светового сигнала из области плазмы по отношению к началу импульса, ускоряющего пучок. Коллимированный пучок света из небольшой области ($r = 0.3$ см) регистрировался фотоумножителем. Имелась возможность одновременно принимать световое излучение с различных расстояний от оси системы. Скорость движения границы плазмы с горячими электронами определялась по запаздыванию сигнала с рентгеновского датчика, находящегося на некотором расстоянии от оси системы по отношению к началу интенсивного свечения плазмы на оси системы.

На рис. 1 приведены осциллограммы рентгеновского излучения (верхние осциллограммы), возникающие при торможении горячих электронов на зонде. Нижние осциллограммы регистрируют интегральное оптическое излучение.

Результаты обработки осциллограмм представлены на рис. 2. По вертикальной оси отложена скорость перемещения внешней границы

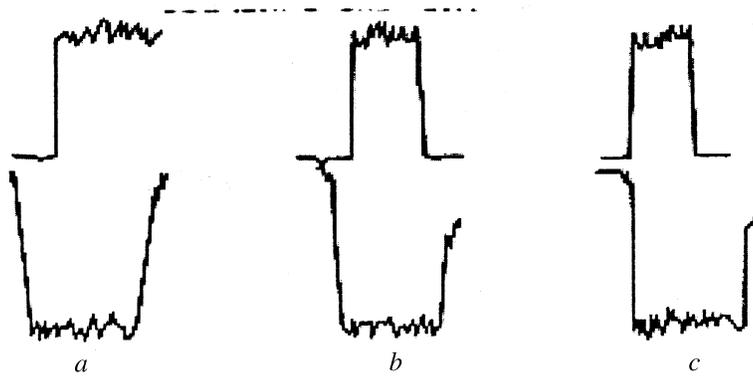


Рис. 1. Осциллограммы: верхний луч — рентгеновское излучение с твердой мишени; нижний луч — интегральное свечение элемента плазмы, фиксированного коллимированным датчиком, который расположен по радиусу плазмы. Параметрами осциллограммы являются различные расстояния мишени от оси системы: $a - r = 3.8$ cm, $b - r = 2.8$ cm, $c - r = 2.2$ cm.

плазмы с горячими электронами, по горизонтальной — расстояние зонда от оси системы. Скорость движения поверхности плазмы резко уменьшается по мере удаления от границы пучка. Одновременно с помощью подвижного зонда регистрировалась амплитуда высокочастотных колебаний [3]. Измерения показали возрастания амплитуды высокочастотных колебаний по мере приближения к границе пучка электронов, поэтому одной из причин, вызывающих повышенную скорость движения границы плазмы из области, пронизываемой пучком, являются более интенсивные колебания в приосевой области.

Полная тепловая энергия и распределение энергии по объему плазмы — ее важнейшие характеристики. Измерение распределения энергии по сечению в электронно-горячей плазме связано с определенными трудностями. Относительные измерения плотности энергии по радиусу плазменного цилиндра получены с помощью подвижного миниатюрного термозонда. В результате исследований установлено, что термоэлектродвижущая сила возникает только при контакте термозонда с горячей плазмой и ничтожно мала в случае соприкосновения с холодной плазмой. Показания термозонда хорошо коррелируются сигналами с рентгеновского датчика [4]. Это свидетельствует, что основная доля

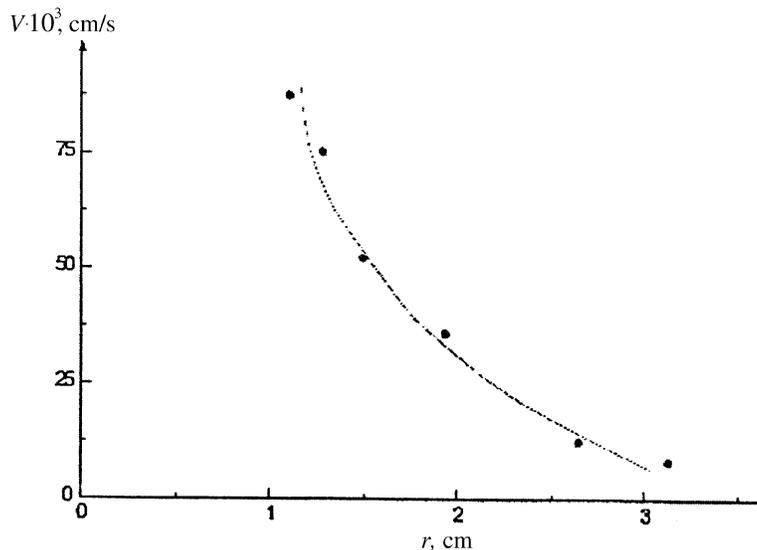


Рис. 2. График зависимости движения границ горячих электронов в функции расстояния от оси системы. Начальные условия: $U = 25 \text{ kV}$; $I = 5 \text{ A}$; $P = 1 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg}$; $B = 1.3 \text{ kg}$.

энергии плазмы содержится в горячих электронах. Кривая зависимости nT , полученная с помощью термозонда от напряженности магнитного поля, имеет колоколообразную форму и максимальное nT достигает при поле $B = 0.9 \text{ kGs}$ в центре ловушки, что хорошо согласуется с результатами измерений газокинетического давления плазмы, выполненного с помощью диамагнитного зонда. В результате проведения исследований установлено, что распределение энергии в плазме по сечению имеет максимальное значение не на оси системы, а на $r = 4 \text{ cm}$. Это связано со следующими причинами.

Во-первых, значительно уменьшается скорость движения внешней границы плазмы по мере приближения ее к проводящим стенкам вакуумной камеры. Система миниатюрных термозондов, установленных на некоторых расстояниях друг от друга, выполняла функцию высокочастотных зондов и давала информацию о временных и пространственных характеристиках плазменных пульсаций.

Анализ показал, что в глубинных слоях плазмы существуют более крупномасштабные колебания, порядки размеров магнитной ловушки. Взаимодействие плазмы с этими колебаниями приводит к наблюдаемой скорости движения ее перпендикулярно силовым линиям магнитного поля.

Во-вторых, с диффузным расширением плазмы "горячие" электроны набирают энергию от высокочастотных колебаний, пропорциональную расстоянию от оси системы. Однако при радиусе плазмы $r > R_0$ энергия пучка недостаточна для поддержания постоянной эффективности нагрева электронов плазмы большого объема, т. е. начиная с некоторого r газокинетическое давление уменьшается и стремится к нулю по мере расширения ее к стенкам камеры.

Легко заметить, что скорость движения границы плазмы зависит от напряженности магнитного поля. Измеряя время запаздывания прихода горячих электронов на рентгеновский зонд, расположенный на определенном расстоянии r от оси системы, можно определить коэффициент диффузии по известному выражению: $r = \sqrt{D_\tau \cdot \tau}$.

Движение горячих электронов в радиальном направлении перпендикулярно силовым линиям магнитного поля происходит вследствие их рассеивания на высокочастотных колебаниях. Назовем этот коэффициент диффузии турбулентным D_τ . Как указывалось, скорость расширения электронно-горячей плазмы зависит от расстояния от оси системы, следовательно $D_\tau = D_\tau(r)$. Таким образом, турбулентный коэффициент диффузии имеет несколько условный смысл и мы оперировали с его усредненным по r значением.

Данная методика позволила определить зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля $D_\tau = D_\tau(B)$. На основании полученных результатов в некотором диапазоне экспериментальных условий зависимость D_τ от магнитного поля близка к A/B^2 (рис. 3). Однако D_τ значительно превышает классический коэффициент диффузии $D_k = \frac{8\sqrt{2}\pi e^2 c^2 m^{1/2} \lambda N}{B^2 (k T_e)}$, где e , m — заряд и масса электрона соответственно; c — скорость света; λ — кулоновский логарифм; T_e — температура электронов; N — средняя плотность плазмы. Коэффициент диффузии D_τ , определенный экспериментально, существенно меньше Бомовского, рассчитанного по формуле $D_B = \frac{c k T_e}{16 e B}$. Эти коэффициенты находятся в следующих соотношениях: $D_k : D_\tau : D_B = 1 : 1.5 \cdot 10^3 : 10^6$; одновременное измерение скорости движения границ горячей и холодной компоненты плазмы выявило, что средняя скорость холодной компоненты в 2–3 раза больше скорости горячей.

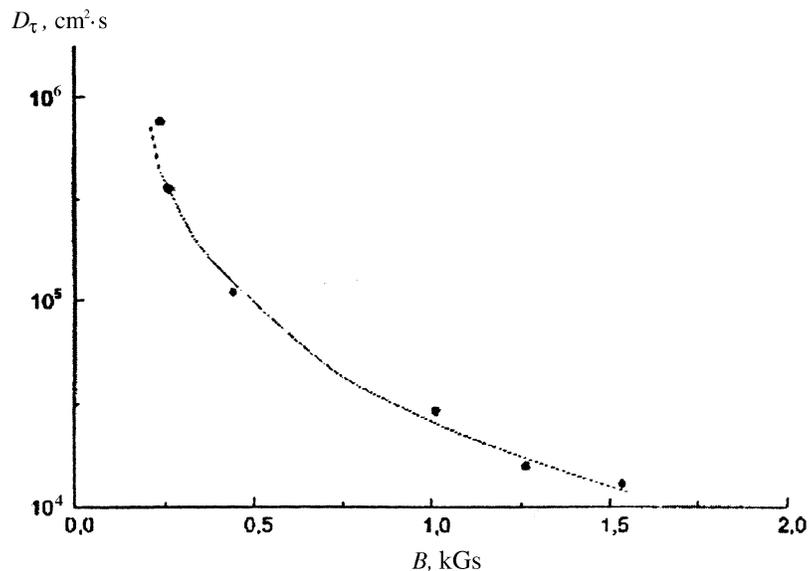


Рис. 3. Зависимость турбулентного коэффициента диффузии от магнитного поля, при тех же начальных условиях.

Фотографирование плазмы в рентгеновских пучках, а также применение термозондов показало, что в течение всего времени инъекции пучка и расширения плазма сохраняла осевую симметрию, хорошо сформированную внешнюю границу и занимала объем, который существенно меньше объема ловушки.

Экспериментально установлено уменьшение радиуса горячей части электронов плазмы с ростом величины напряженности магнитного поля, что соответствует выводам о диффузионной модели нагрева плазмы [3,5]. Таким образом, получение макроскопических характеристик пучково-плазменного разряда в стадии расширения плазмы одновременно с исследованиями высокочастотных пучков позволило объяснить повышенную скорость ухода ее в радиальном направлении, связав с турбулентным коэффициентом диффузии.

Список литературы

- [1] *Кадомицев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, Гл. редакция физ.-мат. лит., 1976. С. 238.
- [2] *Красноголовец М.А., Волоколупов Ю.Я., Галушко И.Ю.* // Сб. материалов 3-й Междунар. науч.-техн. конф. "Методы показа и обработки случайных сигналов и полей". Харьков, 1993. С. 155–158.
- [3] *Волоколупов Ю.Я., Красноголовец М.А., Харьковская А.А.* Генерация мощных импульсов рентгеновского излучения. / Тез. докл. на 2-й Междунар. конф. "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". Туапсе, 1996. С. 234–235.
- [4] *Красноголовец М.А.* // Радиотехника. 1998. № 105. С. 195–200.
- [5] *Рюттов Д.Д.* // ЖТФ. 1969. Т. 57. С. 232–237.