

УДК 537.52

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА С НЕЙТРАЛЬНЫМ КОНТУРОМ (NLD)

А. В. Арсенин¹, В. Г. Лейман^{1,2}, В. П. Тараканов³

Методом численного моделирования определена структура разряда типа Neutral Loop Discharge (NLD). В основу моделирования положен электромагнитный код KARAT, реализующий метод "частица в ячейке" с учетом столкновений по методу Монте-Карло. Модель учитывает пространственное затухание ВЧ электрического поля антенны, наличие стенок рабочей камеры, а также упругие и неупругие взаимодействия. Показано, что характеристики разряда в плоскости нейтрального контура существенно отличаются от характеристик в других плоскостях, находящихся на некотором расстоянии от плоскости нейтрального контура. На основе анализа результатов численного моделирования показана особая роль в формировании структуры разряда тех областей, в которых магнитное поле является ловушкой для электронов плазмы. Результаты численного эксперимента находятся в хорошем согласии с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

Происходящий в настоящее время переход полупроводниковой индустрии к подложкам больших размеров (от 300 мм и более) и к 0.1-микрометровому технологическому

¹Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный 141700, Россия.

²leiman@pop3.mipt.ru

³ИТЭС ОИВТ РАН, Москва 127412, Россия.

процессу предъявляет высокие требования к современным плазменным технологиям. Широко применяемые в этих технологиях системы, использующие магнетронный разряд, ВЧ индукционный разряд, электронный циклотронный резонанс, а также геликонные источники плазмы, не позволяют получать достаточно однородную плазму, что при увеличении размера подложек сильно влияет на качество плазменной обработки. Наиболее перспективным для этих технологий представляется недавно описанный в литературе [1] новый тип разряда, названный его авторами Neutral Loop Discharge (NLD). Этот разряд является разновидностью ВЧ разряда индукционного типа, усиленного магнитным полем. Однако конфигурация магнитного поля в этих системах является более сложной. Она должна быть такой, чтобы в плоскости, поперечной оси симметрии системы, образовался замкнутый контур, на котором магнитное поле равняется нулю – нейтральный контур. Поэтому значительная часть плазмы в таком разряде локализуется в виде кольца, диаметр которого можно легко изменять. При наличии динамического контроля параметров плазмы можно добиться проведения плазменной обработки с заданной точностью, изменяя диаметр плазменного кольца.

Однако для возможности направленного динамического контроля параметров плазмы необходимо полное знание о структуре разряда и основных ее определяющих факторах. Экспериментальное определение этой структуры затруднено по ряду причин. Например, с помощью зондового метода невозможно снять характеристики плазмы в области нейтрального контура, не внося в нее существенных возмущений. Представленные в большинстве экспериментальных работ параметры плазмы не относятся к плоскости нейтрального контура [2]. Так как можно ожидать, что плазма сильно неоднородна в направлении оси системы, то по имеющимся в литературе данным не представляется возможным представить полную картину структуры разряда.

Целью настоящей работы является получение информации о параметрах и структуре NLD посредством численного моделирования плазмы в области нейтрального контура. Выбор этой области обусловлен тем, что, как это следует из литературы, именно эта область определяет структуру разряда и его основные характеристики. Ранее численное исследование траекторий электронов и характеристик NLD было проведено в ряде работ [2 – 5]. Однако все модели, положенные в основу этих работ, используют одночастичное приближение, т.е. эти модели не учитывают коллективное взаимодействие частиц и самосогласованные поля. Модель, используемая в настоящей работе, построена на основе PIC/MCC метода и поэтому свободна от этих недостатков. Такой подход позволяет получить данные о распределении плотности плазмы непосредственно из ре-

зультатов численного моделирования. В проведенных расчетах приняты геометрия и размеры, типичные для разрядной камеры NLD. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися в литературе экспериментальными данными [2, 6].

Исходная модель и вычислительный алгоритм. Все расчеты выполнены в цилиндрической r - z геометрии, поскольку предполагается аксиальная симметрия задачи.

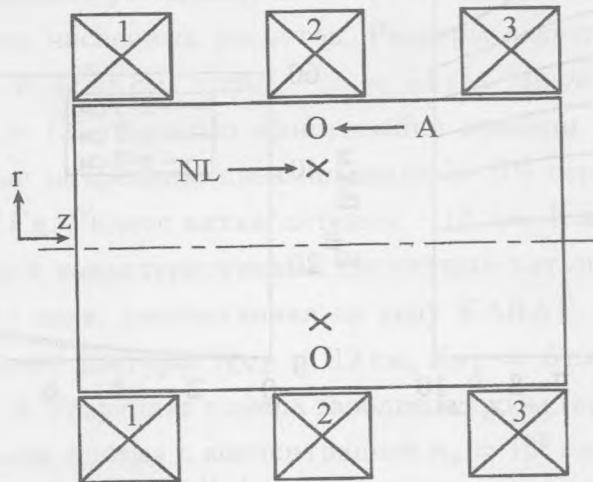


Рис. 1. Геометрия моделируемой разрядной системы. 1, 2 и 3 – магнитные катушки, А – кольцевая антенна; NL – нейтральный контур.

В нашем моделировании плазма представляется системой заряженных крупных частиц. Каждая из этих частиц заменяет большое количество ионов или электронов, движущихся в самосогласованных электромагнитных полях и претерпевающих как упругие, так и неупругие взаимодействия (столкновения с газовой средой по заданным сечениям). Электрические и магнитные поля являются трехмерными. Магнитное поле, создаваемое катушками, а также поле антенны, рассчитываются.

Схема установки, для которой проводится моделирование, изображена на рис. 1. Рабочая камера представляет собой полый цилиндр с закрытыми торцами. Внутри камеры помещена ВЧ антенна в виде кругового витка заданного радиуса, возбуждающая вихревое электрическое поле, которое зажигает и поддерживает разряд. Снаружи камеры помещена система из трех магнитных катушек, формирующих требуемую конфигурацию магнитного поля с нейтральным контуром (рис. 2). Поля, создаваемые магнитными катушками, рассчитываются по закону Био-Савара.

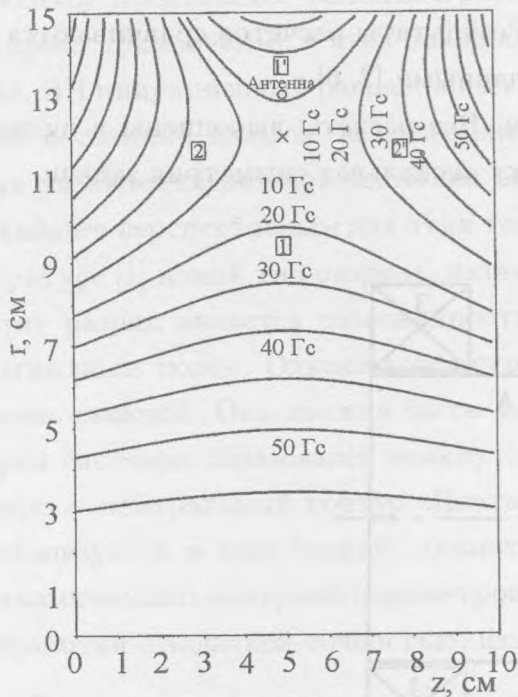


Рис. 2. Конфигурация магнитного поля. 1, 1', 2 и 2' – магнитные ловушки.

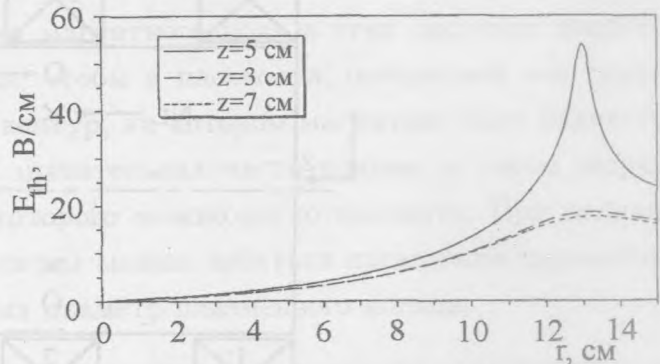


Рис. 3. Электрическое поле, возбуждаемое антенной.

Вычислительная схема, положенная в основу моделирования, является стандартной для PIC-MCC метода [7, 8]. Вычислительный цикл используемого метода включает следующие основные операции [9]:

1. Расчет сил, действующих со стороны электромагнитного поля \mathbf{E} , \mathbf{V} на каждую PIC-частицу. В дальнейшем под "частицей" понимается счетная (PIC) частица.
2. Интегрирование уравнений движения для определения нового положения и скорости каждой частицы. Для интегрирования используется схема с перешагиванием.
3. Расчет "столкновений" по методу Монте-Карло. В случае столкновения вектор скорости частицы изменяет свою величину и направление. Это изменение рассчитывается по взаимодействию PIC-частиц за несколько шагов.
4. Расчет плотностей зарядов и токов.
5. Решение системы уравнений Максвелла и определение электрического и магнитного полей \mathbf{E} , \mathbf{V} по известным плотностям зарядов и токов.

ВЧ антенна моделируется посредством задания ВЧ тока в выбранных узлах сетки,

где, как предполагается, размещена антенна. Плотность тока $J(t)$ в таких узлах определяется как $J(t) = J_0 \sin 2\pi ft$, где J_0 – амплитуда плотности тока, а f – его частота. На рис. 3 представлена зависимость вихревого электрического поля E_{th} , возбуждаемого такой антенной, от расстояния от оси r .

Основные результаты и их обсуждение. Задача решается в $2.5D$ приближении, в r - z геометрии. Размер системы вдоль оси z несколько меньше, чем размер, характерный для экспериментальных установок, однако, по нашим оценкам, это не оказывает влияния на результаты численных расчетов. Размеры моделируемой области: радиус разрядной камеры $r = 15$ см, длина $-z = 15$ см. Число узлов вычислительной сетки: $N_R = 201, N_Z = 135$. С целью минимизации времени расчетов и из-за стремления получить данные за времена, превышающие 50 ВЧ периодов, частота ВЧ тока выбрана равной 54 МГц. Радиус витка антенны – 13 см. Контур с нулевым магнитным полем определяется характеристиками магнитных катушек 1, 2, 3 (рис. 1). Конфигурация магнитного поля, рассчитанная по коду KARAT, представлена на рис. 2. Параметры нейтрального контура: $R_{NL} = 12$ см, $Z_{NL} = 5$ см. Токи катушек 1, 2, 3 $I_1 = I_3 = 97$ А, $I_2 = 47$ А. Разрядная камера заполнена газом (аргон), давление которого $P_{gas} = 0.4$ Па. Начальная плазма с концентрацией $n_p = 10^8$ см⁻³ заполняет не всю рабочую камеру, а только область в окрестности контура с нулевым магнитным полем. Учитываются как упругие, так и неупругие взаимодействия (ионизация атомов аргона электронами) [10]. Во избежание возникновения вычислительных неустойчивостей считается, что сигнал антенны нарастает линейно по времени в течение первого ВЧ периода.

Результаты численного моделирования показывают, что NLD имеет достаточно сложную структуру. На рис. 4 и 5 представлены пространственные распределения плотности электронов и ионов. Эти распределения свидетельствуют о том, что плотность плазмы в окрестности нейтрального контура неоднородна не только в радиальном направлении, как это было установлено ранее [1], но и в продольном. Эта неоднородность является характерной для структуры плазменного кольца. Поэтому для определения области, обеспечивающей максимальную плотность плазмы и, как следствие, максимальный ионный ток (это важно для технологических приложений) необходимо учитывать неоднородность плазмы в продольном направлении.

Неоднородность плазмы в радиальном направлении демонстрирует рис. 6, где представлены радиальные распределения плотности электронов n_e для различных поперечных сечений вдоль оси разрядной системы. В плоскости нейтрального контура

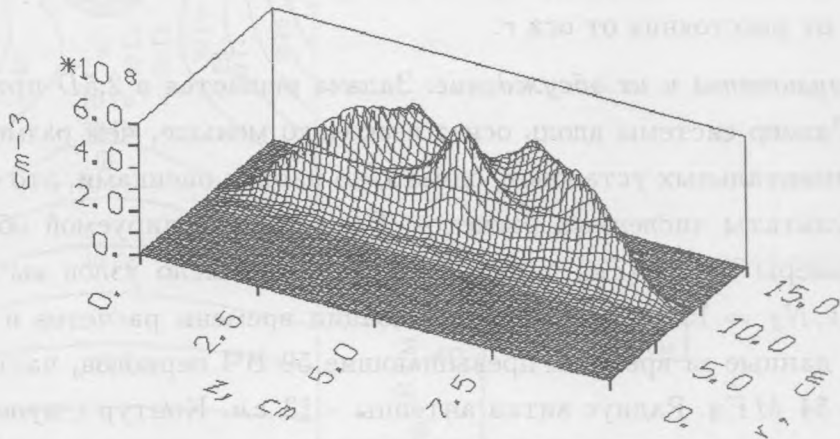


Рис. 4. Пространственное распределение плотности электронов ($t = 1.5 \mu\text{сек}$).

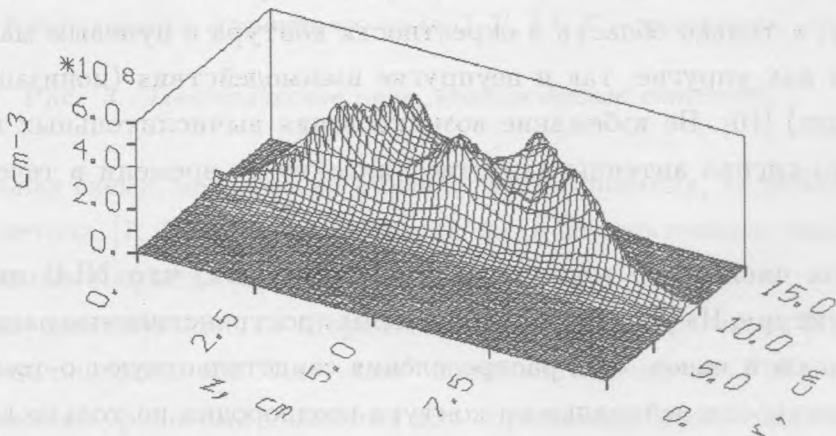


Рис. 5. Пространственное распределение плотности ионов ($t = 1.5 \mu\text{сек}$).

($z = 5 \text{ см}$) пик плотности электронов не находится на самом контуре, а смещен к оси системы на $2 - 2.5 \text{ см}$. Известно [5], что наиболее существенный вклад мощности внешнего источника в нагрев плазменных электронов реализуется в области нейтрального контура. На рис. 7 представлена функция распределения электронов по энергиям $f(E)$ для различных значений r . Из рис. 7 видно, что в области нейтрального контура ($z = 5 \text{ см}$, $r = 12 \text{ см}$) доля высокоэнергетичных электронов выше, чем в областях,

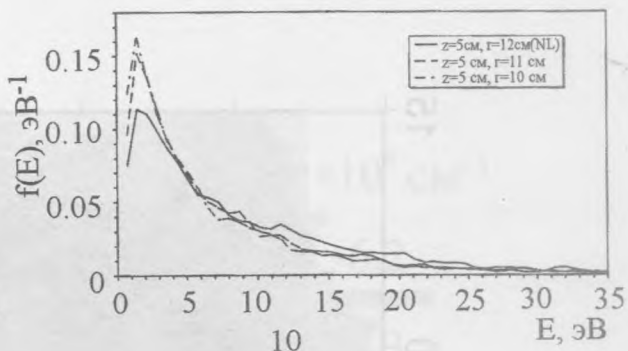
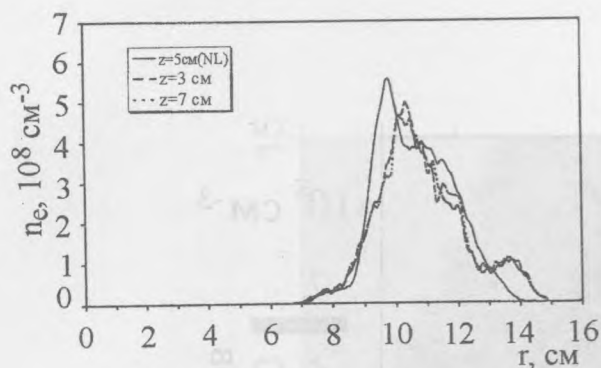


Рис. 6. Радиальное распределение плотности электронов. Радиус нейтрального контура $r = 12$ см.

Рис. 7. Функция распределения электронов по энергиям $f(E)$.

расположенных ближе к оси системы ($z = 5$ см, $r = 11$ см; $z = 5$ см, $r = 10$ см). Эти результаты качественно вполне согласуются с экспериментальными данными [2, 6]. Полученные результаты подтверждают также и результаты анализа траекторий электронов, представленные в работе [2], в которой формирование максимума плотности электронов и его смещение относительно нейтрального контура объясняется удержанием электронов в магнитной ловушке зеркального типа (область 1 на рис. 2), характерной для используемой конфигурации магнитного поля. Однако такая конфигурация магнитного поля определяет не одну ловушку, а две пары приблизительно симметричных магнитных ловушек 1, 1' и 2, 2' (рис. 2). Ловушку 1' можно не принимать во внимание, так как она граничит с рабочей камерой и поэтому не может эффективно удерживать образующиеся в ней высокоэнергетичные плазменные электроны. Проведенные исследования показывают, что существенную роль в определении структуры разряда играют ловушки 2 и 2'. Вблизи этих ловушек, как это видно из сравнения рис. 8 и 9 с рис. 2, границы области с высокой плотностью плазмы совпадают с магнитными поверхностями. На некотором расстоянии от плоскости нейтрального контура в радиальном распределении электронов также наблюдается смещение максимума плотности к оси системы относительно положения нейтрального контура (рис. 6, $z = 3$ см и $z = 7$ см). Можно видеть, что размеры плазменного кольца определяются суммарным действием трех магнитных ловушек.

На рис. 10 представлены траектории плазменных электронов на плоскости r - z в

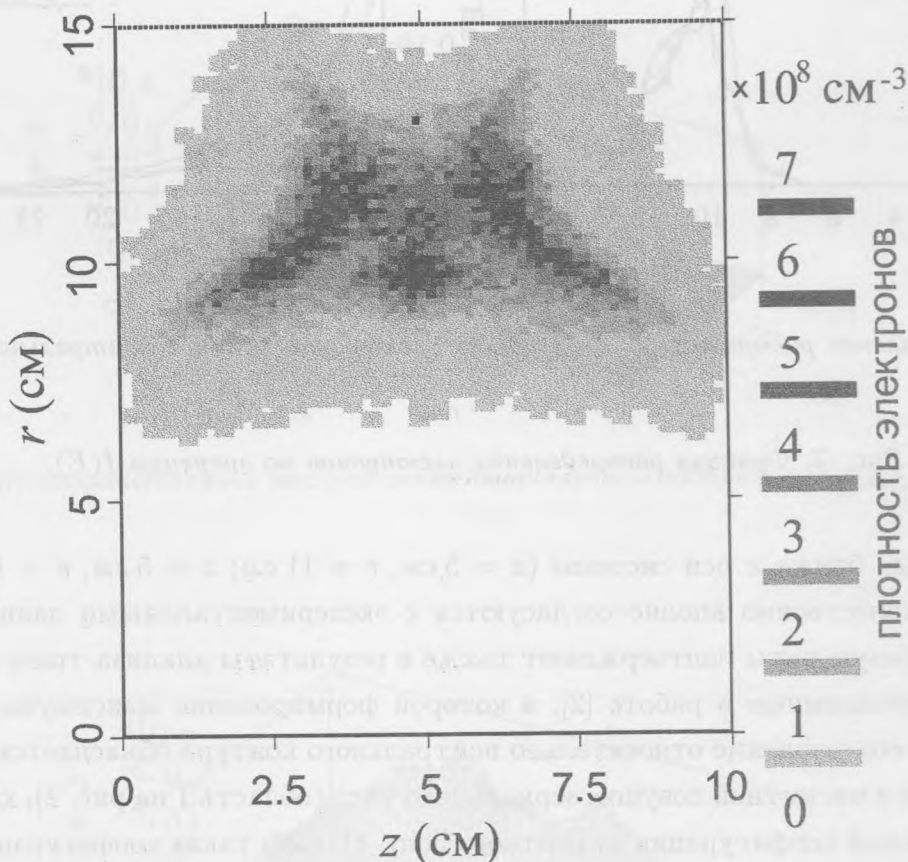


Рис. 8. Распределение плотности электронов в плоскости r - z .

областях, характеризующихся максимальной плотностью плазмы. Можно сделать вывод, что электроны эффективно удерживаются в трех зонах, соответствующих трем магнитным ловушкам.

Таким образом, принятая в настоящей работе модель, учитывающая коллективные эффекты и самосогласованные поля, позволила установить более точную структуру NLD.

В работе представлены результаты $2.5D$ -численного моделирования NLD. Используется электромагнитный код, реализующий метод "частица в ячейке" и учитывающий столкновения по методу Монте-Карло. Этот метод представляется наиболее адекватным задачам исследования коллективных (плазменных) эффектов и свободен от многих недостатков. Поэтому он позволил получить более полные данные по распределению

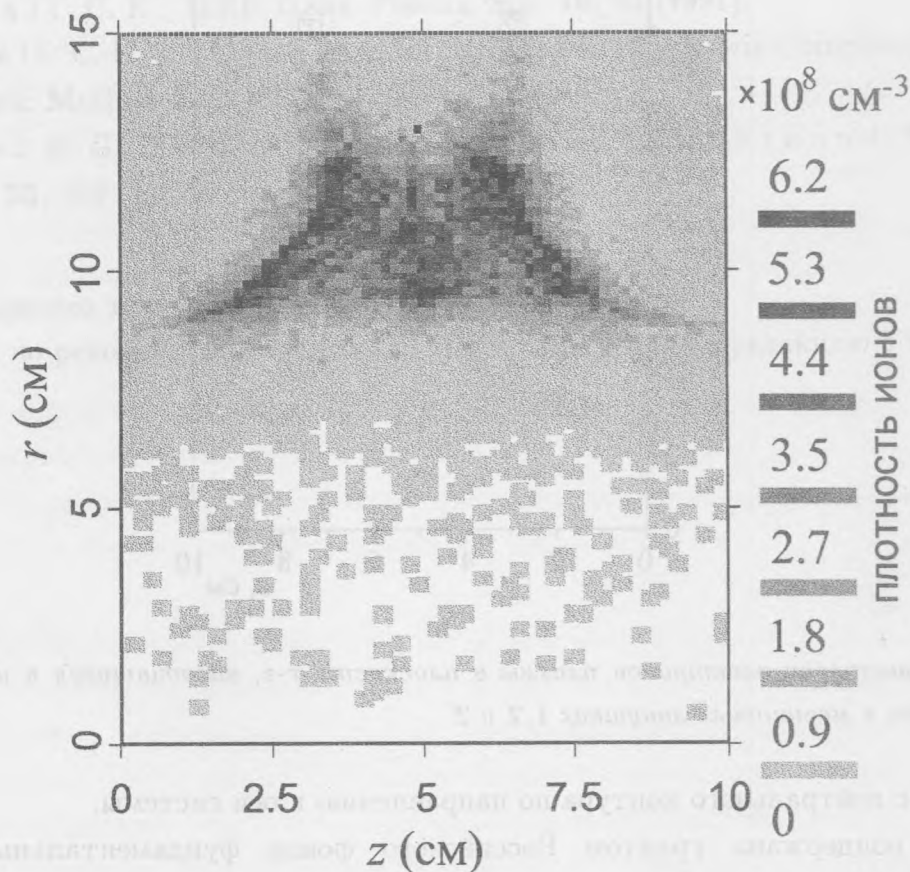


Рис. 9. Распределение плотности ионов в плоскости r - z .

плотности плазмы, а также функции распределения частиц по энергиям. В частности, в результате проведенного численного моделирования определена пространственная структура NLD. Показано, что разряд неоднороден по плотности плазмы не только в радиальном, но и в продольном направлении. Установлено, что структура разряда определяется не одной, а тремя магнитными ловушками, что необходимо учитывать при динамическом контроле параметров разряда в случае его технологического применения. Эти результаты подтверждаются при анализе траекторий электронов.

Полученные результаты качественно согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными [2, 6] и данными, полученными при моделировании такого разряда в одночастичном приближении. Подтверждается, что наиболее эффективный нагрев электронов наблюдается в области нейтрального контура, а пик плотности плаз-

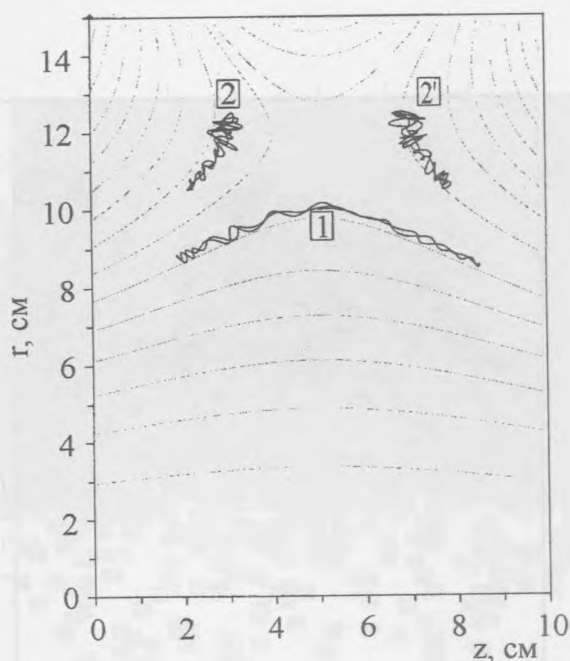


Рис. 10. Траектории электронов плазмы в плоскости r - z , находившихся в начальный момент времени в магнитных ловушках 1, 2 и 2'.

мы смещен с нейтрального контура по направлению к оси системы.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований N 02-01-00526.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tsuboi H., Itoh M., Tanabe M., et al. J. Appl. Phys., **34**, 2476 (1995).
- [2] Okraku-Yirekyi Y., Sung Y. M., Otsubo M., et al. J. Vac. Sci. Technol., A, **19**, 2590 (2001).
- [3] Yoshida Z. and Uchida T. J. Appl. Phys., **34**, 4213 (1995).
- [4] Yoshida Z., Asakura H., Kakuno H., et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 2458 (1998).
- [5] Sung Y. M., Uchino K., Muraoka K., and Sakoda T. J. Vac. Sci. Technol., A, **18**, 2149 (2000).
- [6] Sakoda T., Iwamiya H., Uchino K., et al. J. Appl. Phys. Lett., **36**, L67 (1997).

- [7] T a r a k a n o v V. P. User's Manual for Code KARAT (Springfield, VA: Berkley Research, 1992).
- [8] B i r d s a l l C. K. IEEE Trans. Plasma. Sci., **19**, 65 (1991).
- [9] B i r d s a l l C. K. and L a n g d o n A. B. Plasma Physics via Computer Simulation (New York: McGraw-Hill, 1985).
- [10] W e t z e l R. C., B a i o c c h i F. A., H a y e s T. R., and F r e u n d R. S. Phys. Rev., A, **35**, 559 (1987).

Московский физико-технический институт

Публикуется по рекомендации отдела ОНТИ

Поступила в редакцию 6 мая 2003 г.