

01:10
©1994 г.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ФОРМИРОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В КООКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНО-ИЗОЛИРОВАННЫХ ДИОДАХ

С.Д.Коровин, И.В.Пегель

Изложены результаты численного моделирования формирования сильноточных релятивистских электронных потоков в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией в режиме полного объемного заряда. Стационарный расчет выполнен итерационным методом (случай осевой симметрии), нестационарный — методом макрочастиц в двух- и трехмерной постановках. Проводится сравнение с экспериментом. Сделан вывод о влиянии колебательных свойств объемного заряда вблизи поверхности эмиссии на свойства формируемого электронного потока.

Введение

Вакуумные коаксиальные диоды с магнитной изоляцией [1] с кромочными взрывоэмиссионными катодами широко применяются для генерации сильноточных трубчатых релятивистских электронных потоков в релятивистской электронике сверхвысоких частот при создании мощных источников электромагнитного излучения на основе ускорителей прямого действия [2]. При конструировании СВЧ приборов важно знать структуру используемого потока, в особенности когда масштабы поперечной неоднородности пучка и взаимодействующей с ним электромагнитной волны близки друг к другу. Интерес представляет и вопрос о временных возмущениях плотности тока в пучке. Учет связанного с ними излучения — собственных шумов пучка необходим в приборах, работающих в режиме усиления малых сигналов.

Экспериментальное исследование [3] было выполнено на импульсном электронном ускорителе прямого действия “Синус-К” в режиме однократных импульсов. Для измерения поперечного распределения тока и поперечных скоростей электронов регистрировался ток пучка через малые отверстия в тонкой поперечной диафрагме (рис. 1) или через секторный коллиматор с длинными продольными створками. В эксперименте были обнаружены нерегулярные колебания тока в малых поперечных сечениях пучка, в то время как полный ток имел гладкую форму и воспроизводился от импульса к импульсу с точностью не хуже

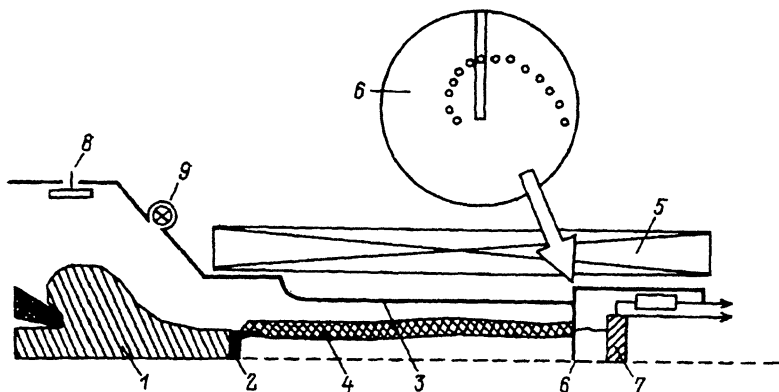


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению поперечного распределения тока в пучке.

1 — катододержатель, 2 — катод, 3 — анод и труба дрейфа, 4 — пучок, 5 — катушки импульсного соленоида, 6 — диафрагмы с калиброванными отверстиями и щелью, 7 — коллектор с токоизмерительным шунтом, 8 — емкостной делитель напряжения, 9 — пояс Роговского.

2–3% (рис. 2). Временной масштаб колебаний микротока составил единицы наносекунд. Относительный размах колебаний тока через коллиматор возрастал с уменьшением его раствора. Было установлено, что масштаб азимутальной неоднородности пучка имеет порядок удвоенного максимального радиуса циклотронного вращения электронов.

Ниже приведены результаты численного моделирования формирования релятивистского пучка в диоде с целью выяснить влияние динамических свойств объемного заряда вблизи эмиссионной поверхности катода на характеристики пучка [4].

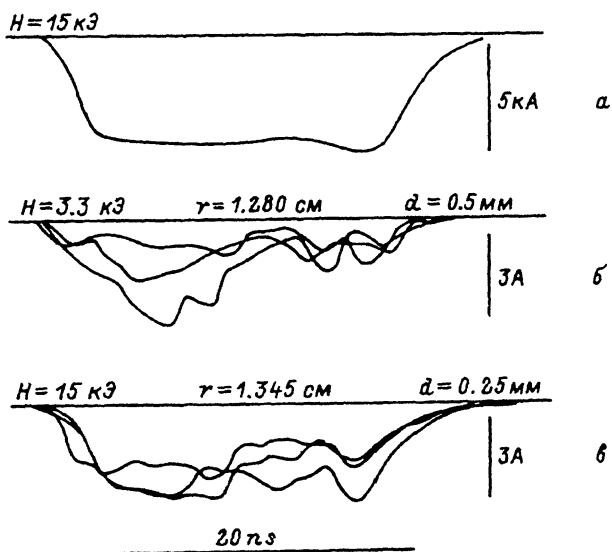


Рис. 2. Экспериментальные осциллограммы полного тока пучка (а) и тока через отверстия в тонкой поперечной диафрагме (б, в).

H — напряженность продольного магнитного поля, r — радиальная координата отверстия, d — его радиус.

Стационарное моделирование структуры релятивистского электронного пучка

Для расчета характеристик электронного потока в коаксиальном диоде с кромочным катодом была использована программа SUPERSAM (ИЯФ СО РАН), созданная для моделирования осесимметричных электронных пушек. Для представления электронного потока в ней применяется метод трубок тока, а уравнение Пуассона для потенциала электрического поля решается методом конечных элементов. На электродах для потенциала задается условие Дирихле $\Phi = \text{const}$, а на открытых границах — условие Неймана $\partial\Phi/\partial n = 0$. Расчетная область заполняется криволинейной сеткой, которую нетрудно адаптировать к мелким деталям геометрии, что весьма удобно в случае катода с тонкой кромкой. Внешнее магнитное поле задается однородным, либо рассчитывается с помощью пакета программ SAM [5].

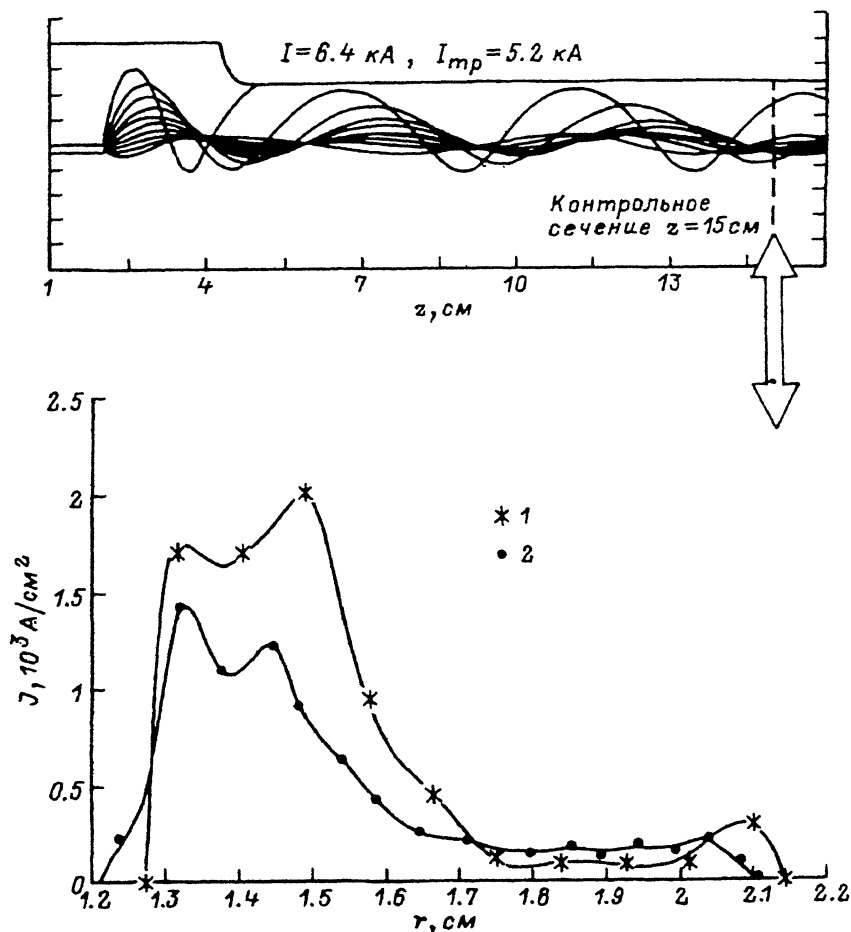


Рис. 3. Расчетная стационарная конфигурация пучка и радиальное распределение тока в контрольном сечении при $U = 500 \text{ кВ}$, $H = 3.3 \text{ кЭ}$.

1 — расчет, 2 — эксперимент.

Для проверки состоятельности модели был рассчитан диод, ранее исследованный экспериментально [3]. Радиус катода 1.5 см, анода 2.7 см, трубы дрейфа 2.2 см. Кромка катода закруглена, ее толщина (1 мм) была выбрана несколько больше, чем в эксперименте (0.8 мм). Это было сделано, чтобы отразить процесс расширения катодной плазмы со скоростью $2 \cdot 10^6$ см/с (результат косвенных измерений в эксперименте [3]). Расчетные характеристики сравнивались с экспериментальными (для графитового катода), измеренными через 6 нс после подачи импульса напряжения, т.е. примерно 2 нс спустя после его выключения. Напряжение в диоде было задано равным 500 кВ, а напряженность однородного магнитного поля — 3.3 кЭ. Эмиссия задавалась на закруглении кромки катода, там, где нормальная компонента электрического поля (без учета влияния объемного заряда) превышала 2 МВ/см. Моделировался режим ограничения тока пучка его объемным зарядом. Эмиссионная поверхность задавалась с неограниченной токоотдачей.

Расчетная структура пучка находится в удовлетворительном согласии с измеренной экспериментально (рис. 3). Следует отметить, что при этих параметрах траектории частиц с наибольшей поперечной скоростью выпадают на сужение анода, поэтому ток $I_{тр}$ пучка в трубе дрейфа меньше полного тока в диоде.

Электроны, стартовавшие с внутренней части кромки, образуют плотный поток с выделенной фазой циклотронного вращения. Они несут около 40% тока пучка, их поперечная скорость составляет $0.1c$ (где c — скорость света в вакууме). Электроны, стартовавшие с внешней части кромки, быстро перемешиваются по циклотронным фазам, их поперечная скорость достигает $0.6c$. Это согласуется с экспериментальной картиной [3].

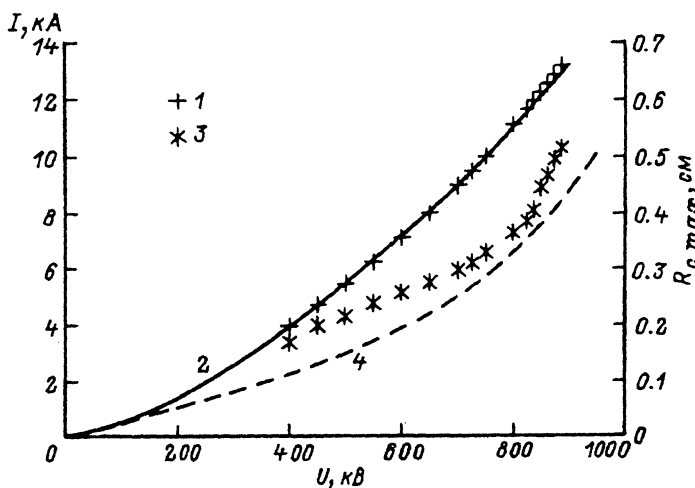


Рис. 4. Зависимости тока пучка и максимального циклотронного радиуса электронов от напряжения в диоде при $H = 5.0$ кЭ.

1 — I (моделирование), 2 — $I = 4.9 \cdot 10^{-4} U^{3/2}$, 3 — $R_c \text{ max}$ (моделирование), 4 — $R_c \text{ max} = \frac{mc^2 E}{e (H^2 - E^2)}$.

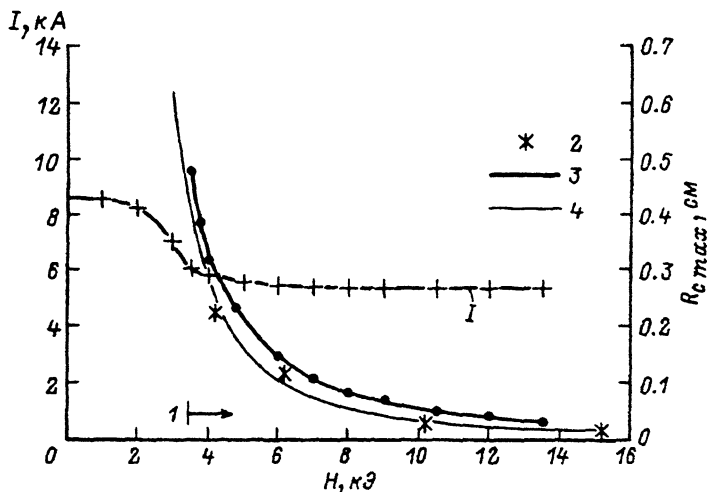


Рис. 5. Зависимости тока пучка и максимального циклотронного радиуса электронов от напряженности продольного магнитного поля при $U = 500$ кВ.

1 — полное прохождение пучка в сужение анода; $R_{c\max}$: 2 — эксперимент, 3 — моделирование, 4 — $\frac{mc^2}{e} \frac{E}{H^2 - E^2}$.

Для той же геометрии диода были рассчитаны зависимости тока пучка и максимального циклотронного радиуса электронов от напряжения в диоде (при $H = 5$ кЭ) и от магнитного поля (при $U = 500$ кВ). Форма эмиссионной поверхности при этом не изменялась. Зависимости $I(U)$ и $R_{c\max}(U)$ представлены на рис. 4. Зависимость тока от напряжения хорошо описывается нерелятивистским законом “трех вторых”. Величина $R_{c\max}$ определялась по последнему циклотронному шагу траекторий в трубе дрейфа. Максимальное задаваемое напряжение было ограничено началом выпадения пучка на стенки трубы дрейфа.

Зависимости $I(H)$ и $R_{c\max}(H)$ приведены на рис. 5. Отметим, что при $H > 10$ кЭ сходимость итерационного процесса стала неполной (появились осцилляции) и соответствующие величины получены усреднением по большому числу итераций.

Наибольшим циклотронным радиусом обладают электроны, стартовавшие с внешней части кромки, вблизи от боковой поверхности катода. Величину $2R_{c\max}$ для них можно оценить выражением

$$2R_{c\max} \approx X = 2 \frac{mc^2}{e} \frac{E}{H^2 - E^2}. \quad (1)$$

Здесь X — наибольшее расстояние, на которое удаляется от катода стартовавший с него с нулевой скоростью одиночный электрон в плоском диоде с поперечным магнитным полем (E — напряженность электрического поля). В случае коаксиального диода с небольшим отношением радиусов в качестве величины E можно взять напряженность электрического поля на поверхности катода. Как видно из рис. 4 и 5, выражение (1) вполне пригодно для оценки.

Стационарная конфигурация пучка достигается при расчете итерационным способом лишь тогда, когда максимальный радиус цикло-

тронного вращения электронов существенно превосходит протяженность эмиссионной поверхности. При задании эмиссии с внешней цилиндрической поверхности кромочного катода вокруг него образуется электронная "втулка". При этом сходимость итерационной процедуры пропадает, что сопровождается периодическим, от итерации к итерации, возвращением отдельных трубок тока на поверхность эмиссии. Длина боковой эмиссионной поверхности, достаточная для появления этого эффекта, уменьшается с ростом магнитного поля, и в сильном магнитном поле стационарное решение невозможно даже при локализации эмиссии на закруглении кромки.

Причина отсутствия стационарного решения, по-видимому, связана с неустойчивостью объемного заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях вблизи боковой поверхности катода. Такая неустойчивость известна для диодов магнетронного типа [6,7].

Моделирование диода с катодом из магнетика.

Возвращение эмиттированных электронов на катод происходит на его боковой поверхности, там, где векторы электрического и магнитного полей ортогональны. Угол между ними можно уменьшить, сообщив катоду достаточную магнитную проницаемость (магнитное поле на поверхности ферромагнетика почти нормально к ней). На рис. 6 представлены расчетные конфигурации электронного потока в диоде

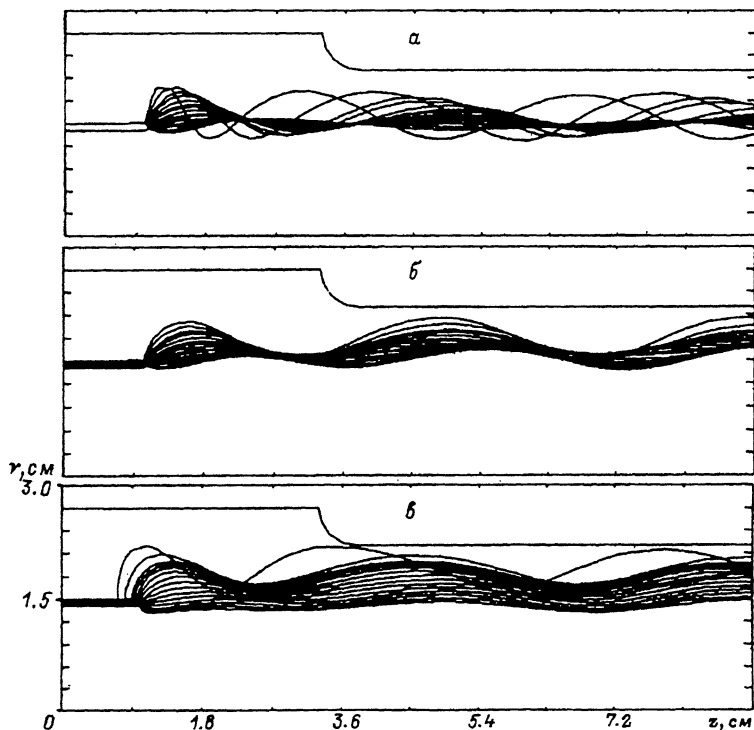


Рис. 6. Расчетные стационарные конфигурации пучка в диоде в случае немагнитного катода (а) и для катода с магнитной проницаемостью $\mu = 8$ (б, е). Напряженность невозмущенного магнитного поля 4.0 кЭ; I , кА: а — 5.74, б — 6.59, е — 7.84.

с обычным катодом (a) и при введении магнитной проницаемости катода $\mu = 8$ (b, e). В обоих случаях сила тока в соленоиде, формирующем магнитное поле, задавалась одинаковой и напряженность последнего вдали от катода в трубе дрейфа составляла 4.0 кЭ. Напряжение в диоде 500 кВ. Для катода из магнетика стационарное состояние определяется даже при продолжении эмиссии на внешнюю цилиндрическую поверхность катода на расстояние 2 мм (e), в то время как для обычного катода сходимость итераций исчезает уже при выходе ПЭ за пределы закругления кромки. Пучок приобретает ламинарную структуру. Отчетливо проявляется влияние размеров ПЭ на его толщину и, как следствие, на ток. При расширенной эмиссионной поверхности ток на 19% больше, чем при ПЭ, ограниченной закруглением кромки. Отметим [8], что кромочные катоды из ферромагнитного материала с высокой индукцией насыщения используются в КДМИ для генерации электронных пучков с малой азимутальной неоднородностью.

Моделирование методом частиц

Итерационное моделирование показывает, что при задании эмиссии с внешней цилиндрической поверхности катода стационарное решение не достигается. Поэтому дальнейший расчет возможен лишь вестационарными методами. В данной работе использован метод макрочастиц в варианте CIC (Cloud-In-Cell) [9]. Релятивистские уравнения движения макрочастиц интегрировались "с перешагиванием", а электрическое поле определялось в потенциальном приближении, т.е. из решения уравнения Пуассона для электростатического потенциала. Использована цилиндрическая система координат (r, φ, z). Радиально-концентрическая сетка имела (50×128) разбиений в двумерном и ($40 \times 64 \times 32$) в трехмерном вариантах расчета. Число частиц составляло 5–10 и 30–40 тыс. соответственно. Частицам при старте с катода сообщался случайный разброс по φ (в трехмерном расчете по φ и z), а также по начальной энергии до 10 эВ, что по порядку величины соответствует энергии электронов катодной плазмы при взрывной эмиссии. Плотность тока эмиссии выбиралась с таким расчетом, чтобы она с запасом превышала плотность тока, вытягиваемого электрическим полем в любой момент времени из образующегося вблизи поверхности катода тонкого слоя возвращающихся на катод частиц. Этот слой — виртуальный катод обладает, таким образом, ненасыщающейся эмиссионной способностью и в этом качестве успешно заменяет катодную плазму.¹ Ток эмиссии и напряжение в диоде "включались" скачком и далее поддерживались постоянными. Собственное магнитное поле электронного потока не учитывалось.

Двумерное моделирование магнетронного диода

Коаксиальный диод с магнитной изоляцией и с эмиттирующей цилиндрической поверхностью катода фактически представляет собой магнетронный диод с той разницей, что электроны прикатодной "втулки" под действием внешнего продольного электрического и собственного азимутального магнитного полей пучка уносятся в продольном

¹ Результаты численного моделирования магнетронного диода со вторично-эмиссионным и термокатодом даны в [10].

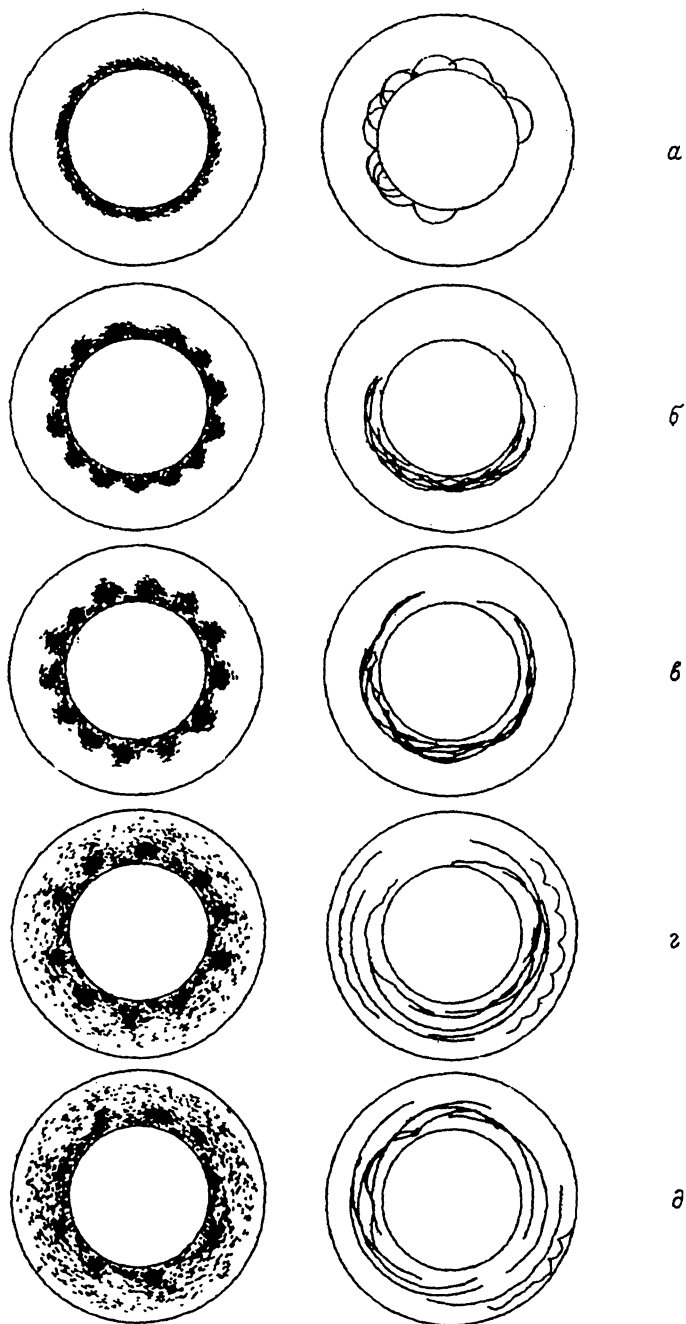


Рис. 7. Конфигурация электронной втулки и траектории электронов в магнетронном диоде в моменты времени 0.25 (а), 5 (б), 10 (в), 30 (г), 90 нс (д) при $U = 500$ кВ, $H = 5.0$ кЭ.

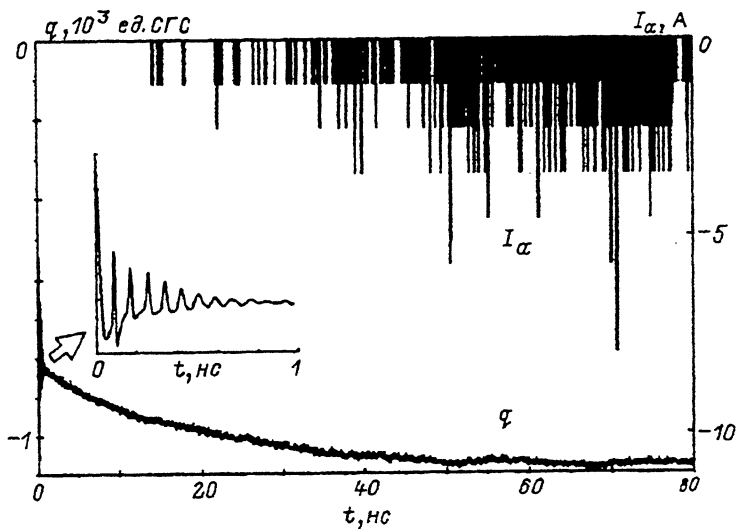


Рис. 8. Расчетные осциллограммы анодного тока I_a и величины q заряда в диоде, $U = 500$ кВ, $H = 5.0$ кЭ.

направлении. Для простоты не будем учитывать это явление и рассмотрим диод с гладким анодом, однородный по z . Как известно [6,7], объемный заряд электронной “втулки” в таких диодах может проявлять разнообразные колебательные свойства.

Расчет был проведен для радиуса катода 1.5 см, анода 2.7 см. Напряжение в диоде задавалось равным 500 кВ.

На рис. 7 даны “мгновенные снимки” облака частиц в диоде для напряженности магнитного поля 5 кЭ (при отсутствии влияния объемного заряда такое магнитное поле с запасом обеспечивало бы изоляцию данного промежутка). Каждая частица представлена отрезком, равным ее смещению за один временной шаг ($\Delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ нс). Здесь же показаны фрагменты траекторий десяти частиц, выбранных случайным образом. В качестве макроскопической характеристики состояния использован суммарный заряд q всех частиц в расчетной области, исключая виртуальный катод.

В поведении системы выделяются три стадии. В первой стадии “втулка” пульсирует в радиальном направлении (рис. 7,а), а величина q совершает затухающие колебания (см. вставку на рис. 8). Затухание пульсаций занимает по времени несколько циклотронных периодов и сопровождается разрушением осевой симметрии потока.

К началу второй стадии в потоке появляется периодичность по азимуту (рис. 7,б-г). По поверхности катода бежит волна полной электростатической экранировки. Плотность тока с катода является прерывистой функцией времени (рис. 9). Это говорит о том, что возбуждение колебаний прямо обусловлено взаимодействием потока с катодом. Величина q в течение второй стадии медленно растет. Электронный поток постепенно “распухает”, заполняя межэлектродный зазор. Обменные токи между “втулкой” и катодом медленно убывают, число азимутальных вариаций уменьшается (рис. 10).

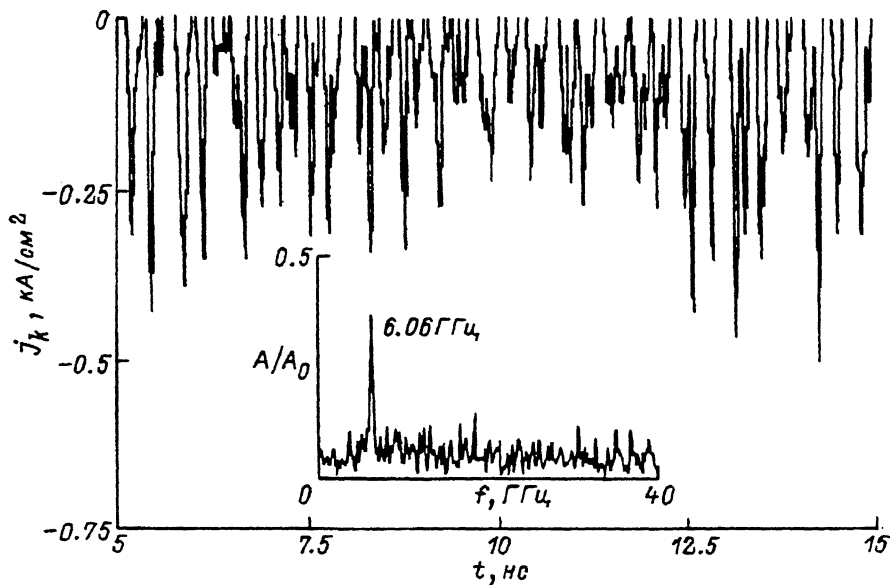


Рис. 9. Фрагмент расчетной осциллограммы плотности тока с катода магнетронного диода и ее спектр. $U = 500 \text{ кВ}$, $H = 3.3 \text{ кЭ}$.

Третья стадия (рис. 7, δ) характеризуется развитием анодного тока (рис. 8). Его протекание ускоряет обновление частиц в диоде и приводит к динамическому равновесию. Поток можно считать установившимся в том смысле, что величина полного заряда стабилизируется. Траектории большинства частиц близки к круговым. Как показывает численный расчет, развитие анодного тока происходит при любой напряженности магнитного поля, даже если она является изолирующей для одиночного электрона ("аномальный анодный ток"). Однако этот процесс тем более длительный, чем больше напряженность магнитного поля.

При умеренных H , когда начальное значение N_ϕ невелико (5–7) и начальная толщина слоя сравнима с межэлектродным зазором, поток в третьей стадии не теряет периодической структуры и установившиеся колебания объемного заряда близки к стационарным. В обратной же ситуации при большом магнитном поле поток еще задолго до этого теряет периодичность. Колебания объемного заряда хаотизируются, анодный ток приобретает нерегулярный характер. Расчет в течение сотен циклотронных периодов не обнаруживает установления стационарного состояния.

Отметим, что с развитием анодного тока происходит стабилизация распределения частиц потока по времени их пребывания в диоде, за исключением постоянно нарастающего "хвоста" из частиц "долгожителей", время жизни которых достигает полной длительности процесса.

Из всего описанного процесса установления потока в магнетронном диоде, по-видимому, именно начало второй стадии лучше всего характеризует то, что происходит на цилиндрической поверхности кромочного катода. Действительно, эмиттированный с нее электрон едва ли может совершить вблизи нее много осцилляций, прежде чем будет уне-

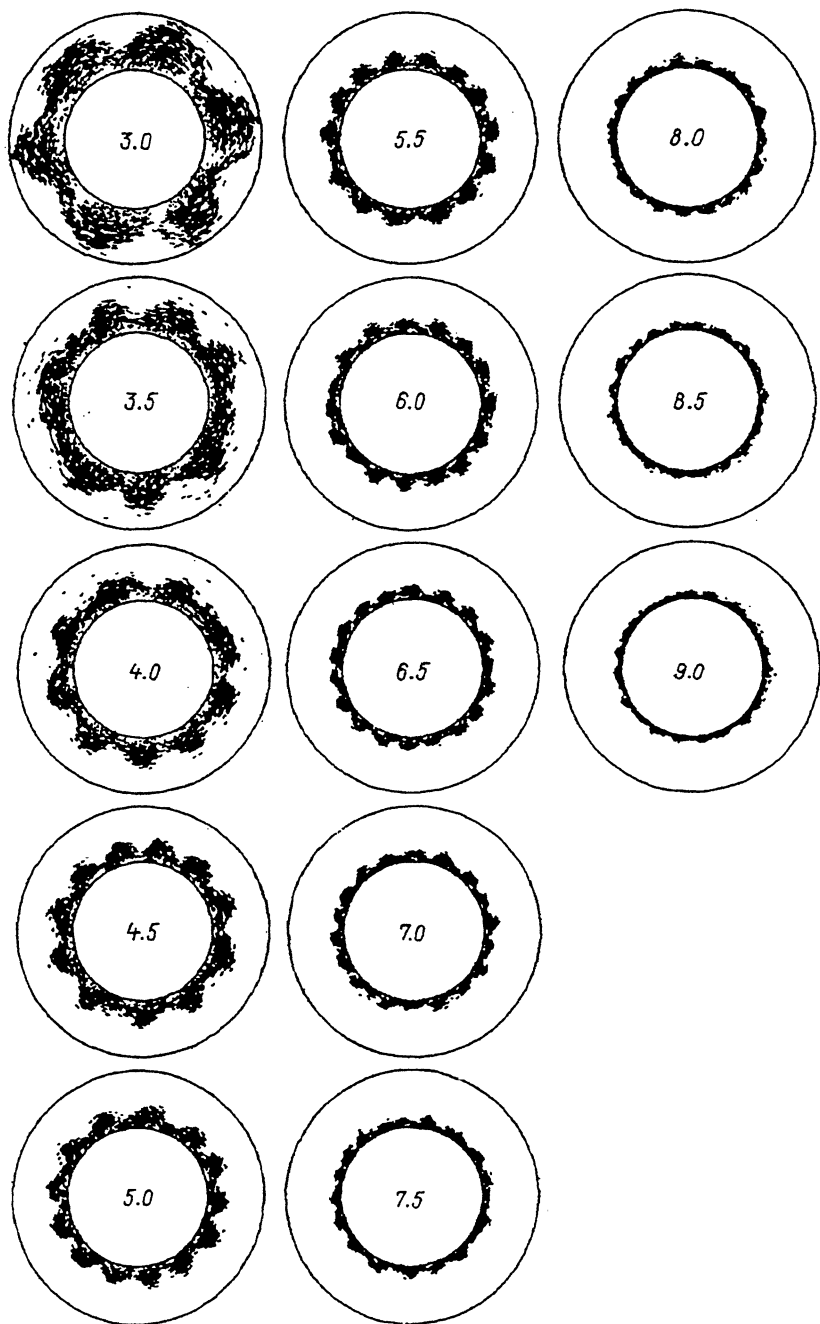


Рис. 10. Конфигурации электронной "втулки" в магнетронном диоде к моменту времени 5 нс при различных величинах внешнего магнитного поля (указаны в килоэрстедах). $U = 500$ кВ.

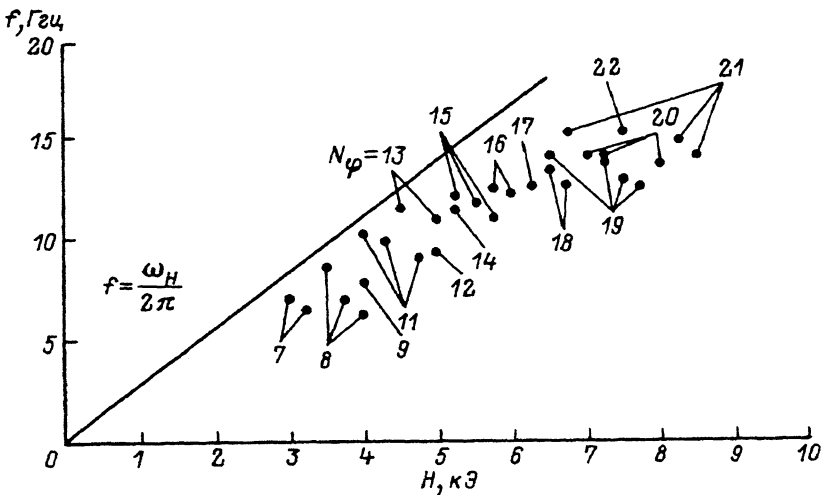


Рис. 11. Зависимость частоты колебаний f и числа азимутальных вариаций N_φ объемного заряда в магнетронном диоде от магнитного поля при $U = 500$ кВ.

сен в пучок. Обновление частиц происходит в основном именно из-за уноса в пучок и гораздо более динамично, чем в магнетронном диоде. Третья стадия в случае кромочного катода вообще не осуществляется, и говорить об установлении потока в этом смысле нельзя.

На рис. 11 точками представлены частоты, на которых происходит возбуждение колебаний объемного заряда в магнетронном диоде. Отмечены соответствующие числа азимутальных вариаций. По времени эти данные соответствуют второй стадии процесса, начиная с момента формирования выраженной азимутальной периодичности и до того момента, когда эта структура размывается. Несколько точек, соответствующих одной и той же напряженности магнитного поля, указывают на одновременное существование различных колебаний или (чаще) на то, что частота колебаний и число N_φ скачкообразно изменялись во времени. Общая тенденция этих изменений — уменьшение f и N_φ , однако при некоторых H наблюдались и режимы типа перемежающегося хаоса.

Оценим частоту колебаний объемного заряда и число его азимутальных вариаций непосредственно после разрушения осесимметричного состояния, пока поток не успел сильно оторваться от поверхности катода. Воспользуемся следующими представлениями. Пусть начальное значение N_φ определяется в процессе разрушения осесимметричного квазидвухпоточного состояния, в котором система пребывает в течение нескольких циклотронных периодов после “включения” тока эмиссии. Предположим также, что это же число вариаций сохраняется некоторое время в процессе установления “однопоточного” состояния.

Если хотя бы одна из величин — межэлектродный зазор или толщина “втулки” существенно меньше радиуса катода, то можно от коаксиальной геометрии перейти к плоской. Рассмотрим в нерелятивистском приближении двухпоточный режим объемного заряда в плоском диоде с зазором D и напряжением U . Как известно [7], в равновесном состо-

янии толщина электронного слоя

$$d = D \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2eU}{m\omega_H^2} D^2} \right), \quad (2)$$

а смещение частицы вдоль катода за один цикл движения (от старта до возвращения) $\Delta x = \pi d$. При этом на катоде $E = 0$. Пусть при $x = x_0$ в результате флуктуации произошло локальное увеличение электрического поля $E(x_0) > 0$. Тогда плотность тока эмиттированных отсюда электронов превысит равновесную. Эти частицы, вернувшись на катод в точке $(x_0 + \Delta x)$, вызовут здесь падение напряженности электрического поля ниже нуля и запираение тока с этого участка. Это в свою очередь приведет к росту плотности тока с катода при $x = x_0 + 2\Delta x$, запираению при $x = x_0 + 3\Delta x$ и т.д., т.е. к образованию возмущения с периодом $2\Delta x$. При длине поверхности катода $2\pi r_k$ число азимутальных вариаций составит

$$N_\phi = r_k/d. \quad (3)$$

Если при переходе в однопоточный режим число азимутальных вариаций в потоке сохраняется и то же касается его толщины, то частота колебаний объемного заряда может быть найдена как произведение числа азимутальных вариаций на угловую частоту вращения потока. Как известно, угловая скорость вращения частиц в полом бриллюэновском потоке зависит от радиальной координаты:

$$\dot{\varphi}(r) = \frac{\omega_H}{2} [1 - (r_k/r)^2].$$

Если в качестве характерной взять угловую скорость внешних электронов потока, то

$$f = \frac{\dot{\varphi}}{2\pi} N_\phi = \frac{\omega_H r_k}{4\pi d} \left[1 - \left(\frac{r_k}{r_k + d} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

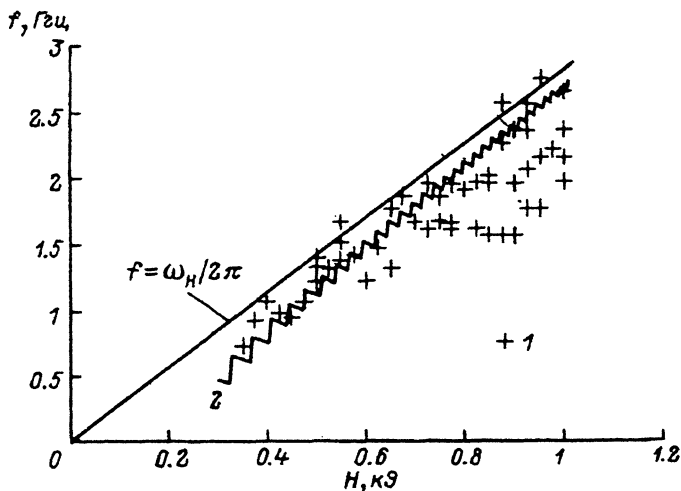


Рис. 12. Зависимость частоты колебаний объемного заряда в магнетронном диоде от магнитного поля.

1 — численный эксперимент, 2 — согласно формуле (4). $U = 10$ кВ.

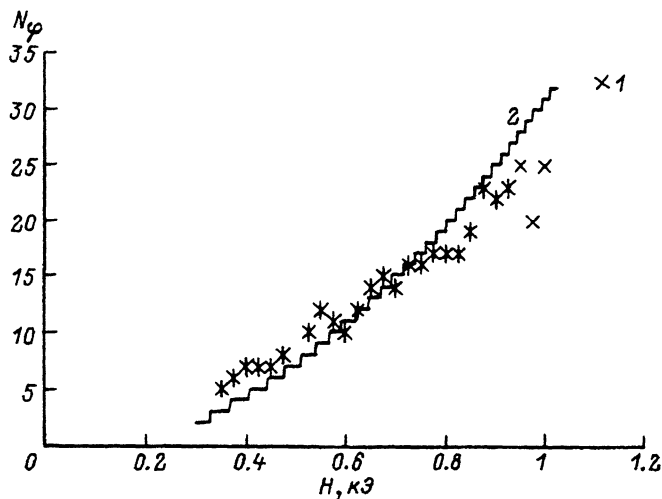


Рис. 13. Зависимость числа азимутальных вариаций объемного заряда в магнетронном диоде от магнитного поля.

1 — численный эксперимент, 2 — расчет по формулам (2), (3). $U = 10$ кВ.

На рис. 12, 13 представлены зависимости $N_\varphi(H)$, $f(H)$ для нерелятивистского напряжения 10 кВ согласно формулам (2)–(4), а также полученные путем численного моделирования. Хорошее количественное соответствие наблюдается для промежуточных значений H . Расхождение в области малых магнитных полей, по-видимому, связано с тем, что толщина потока становится сравнимой с межэлектродным зазором и необходимо учитывать кривизну электродов. Кроме того, для $U = 500$ кВ движение электронов при большой толщине “втулки” является уже существенно релятивистским, и тогда формула (2) неприменима. Расхождение в области больших магнитных полей скорее всего связано с тем, что число разбиений сетки по азимуту, равное 128, недостаточно для описания потока с большим N_φ .

Трехмерное моделирование коаксиального диода

Чтобы учесть влияние конечной длины диода на процессы в электронном потоке, был выполнен простой трехмерный расчет СГС-методом. Вместо реального диода был рассмотрен отрезок коаксиала длиной 6 см с периодическими по z граничными условиями и эмиттирующим пояском шириной 1 см (рис. 14). Для формирования продольного тока электронов на краях расчетной области размещались неподвижные зоны шириной по 1 см с плотностью заряда ∓ 300 ед. СГС/см³, создающие продольное электрическое поле. При попадании в них частицы исключались из расчета. Второе назначение этих зон — подавление паразитной обратной связи по объемному заряду, неизбежно возникающей из-за использования периодичности по z . Остальные условия задавались такими же, как и в предыдущем расчете. Постоянный ток, задаваемый на внутреннем проводнике, соответствовал току пучка с кромки катода.

Расчет показал, что заданная длина эмиссионной поверхности достаточна для образования “втулки” со встречными потоками частиц

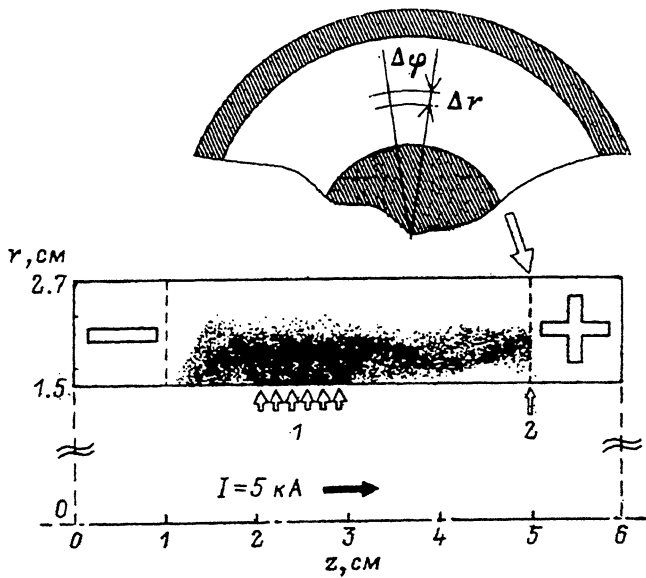


Рис. 14. Схема расчетной области и портрет электронного потока в координатах (r, z) при трехмерном СИС-моделировании коаксиального диода. 1 — эмиссия, 2 — место контрольных сечений.

и обратным током на поверхность эмиссии. Во “втулке” возбуждаются колебания объемного заряда “магнетронного” типа и развивается периодичность по азимуту (рис. 15). Примечательно то, что стратификация объемного заряда происходит по левому краю зоны эмиссии, где внешнее продольное электрическое поле скомпенсировано собственным полем “втулки” и электроны дольше задерживаются вблизи катода.

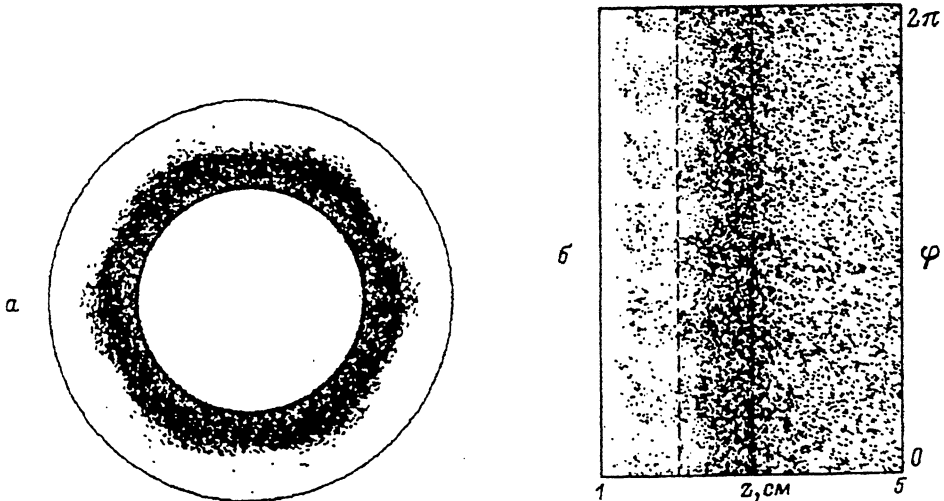


Рис. 15. Портреты электронного потока в координатах (r, φ) (а) и (z, φ) (б). Штриховой линией (б) отмечена область эмиссии.

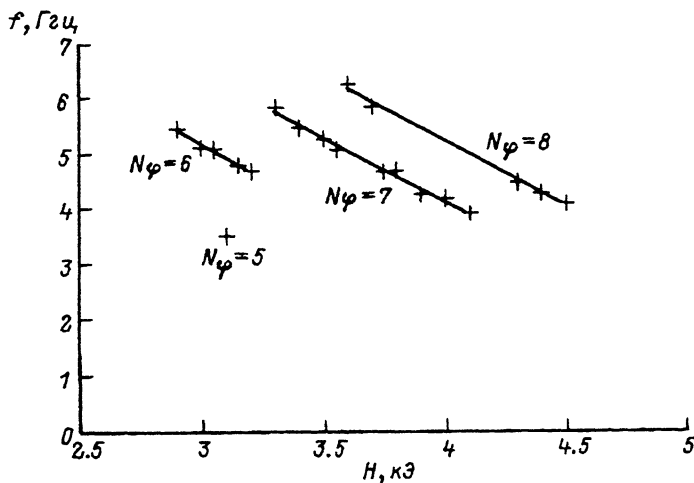


Рис. 16. Зависимость частоты колебаний и числа азимутальных вариаций от напряженности магнитного поля. Трехмерный расчет СИС-методом.

На рис. 16 дана зависимость частоты колебаний и числа азимутальных вариаций объемного заряда от напряженности продольного магнитного поля. Поведение функции $f(H)$ при фиксированных N_φ качественно соответствует зависимости (4). Время установления потока в указанном диапазоне магнитных полей составило около 2 нс.

Колебания объемного заряда "втулки" в свою очередь вызывают осцилляции плотности тока формируемого электронного пучка и азимутальную неоднородность последнего. Характерный размер неоднородности определяется величиной N_φ , а амплитуда модуляции тока пучка через сектор с малым углом раскрыва имеет порядок около 10%. Таким образом, формируемый пучок обладает винтовой модуляцией по плотности.

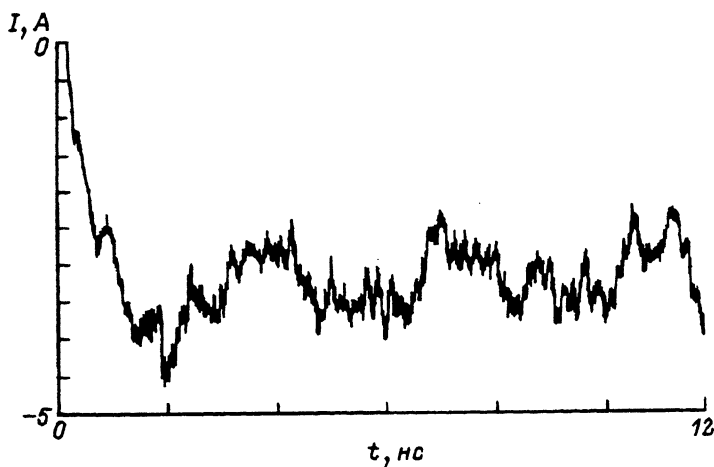


Рис. 17. Расчетная осциллограмма тока пучка через малое отверстие после скользящего осреднения с масштабом 0.5 нс. $H = 3.3$ кЭ.

Спектры колебаний тока в малых сечениях пучка (схему измерения см. на рис. 14) содержат интенсивный хаотический фон. На осциллограммах тока после скользящего осреднения по времени этот фон проявляется в виде нерегулярных колебаний с характерными временами в единицы наносекунд (рис. 17). По-видимому, именно эта низкочастотная составляющая хаотических колебаний тока была зарегистрирована в эксперименте [3], а относительно высокочастотные колебания "магнетронного" типа не могли быть обнаружены из-за недостаточности частотной полосы токоизмерительного элемента. Следует отметить, что хаотическая составляющая спектра колебаний максимальна при "пограничных" магнитных полях, соответствующих переходу от одного азимутального индекса к другому.

Заключение

Стационарное состояние электронного потока, формируемого в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией в условиях неограниченной эмиссионной способности кромочного катода, не достигается в итерационном моделировании при учете эмиссии с внешней цилиндрической поверхности катода.

Расчет методом макрочастиц показывает, что при наличии вблизи поверхности эмиссии скрещенных полей возникают колебания объемного заряда. Наряду с динамическими процессами взрывной электронной эмиссии они являются источником колебаний плотности тока в электронном потоке, формируемом в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией.

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2. Горький, 1981. С. 36-61.
- [2] Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2. Горький, 1981. С. 5-21.
- [3] Коровин С.Д., Пегель И.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 4. С. 139-145.
- [4] Коровин С.Д., Пегель И.В. Препринт ТНЦ СО РАН. № 8. Томск, 1993. 28 с.
- [5] Тиунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 89-159. Новосибирск, 1989. 66 с.
- [6] Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов, 1962. 334 с.
- [7] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 398 с.
- [8] Кошелев В.И., Сулушин К.Н. Диод с магнитной изоляцией. А.С. № 1544088. МКИ Н017 1/30. НО5Н 5/00. 1987.
- [9] Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоиздат, 1989. 455 с.
- [10] Галаган А.В., Руженцев И.В., Шадрин А.А. // РиЭ. 1992. Т. 37. № 3. С. 494-503.

Институт сильноточной электроники
Томск

Поступило в Редакцию
21 июля 1993 г.