

01;04;10

Динамика нарушения магнитной изоляции и самоорганизация электронного потока в магнетронном диоде

© А.В. Агафонов,¹ В.П. Тараканов,² В.М. Федоров²¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия²Институт теплофизики экстремальных состояний
Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия
e-mail: agafonov@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 7 мая 2003 г.)

Приведены результаты численного моделирования динамики нестабильности типа обратной бомбардировки (ВКВ) в магнетронном диоде (коаксиальный диод в магнитном поле, $\mathbf{V} \equiv B_{0z} \equiv B_0$). Получен „квасистационарный“ режим утечки электронов поперек сильного магнитного поля ($B_0/B_{cr} > 1.1$, B_{cr} — критическое поле изоляции). Электронный поток в зазоре разбивается в азимутальном направлении на ряд сгустков и создает компоненту электрического поля $E_\theta(r, \theta, t)$. Это поле ускоряет некоторые электроны, и они, получив дополнительную энергию, бомбардируют катод, вызывая вторичную эмиссию электронов. Другие электроны теряют кинетическую энергию и уходят на анод. Неустойчивость поддерживается, если катод имеет малую первичную эмиссию и коэффициент вторичной эмиссии $k_{es} = I_{es}/I_{eBKB} > 1$. Численный расчет сопоставлен с известными экспериментальными данными и показано их согласие. Предложена физическая модель ВКВ нестабильности. Коллективные колебания заряженных потоков происходят в зазоре со скрещенными электрическим и магнитным полями ($\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -поле) при обменах импульсом и энергией между электронами и $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полем. Автогенерация и самоорганизация потоков происходят благодаря вторичной эмиссии электронов с катода.

Введение

Работа посвящена исследованиям по физике нарушения магнитной изоляции плотного электронного потока в вакуумном коаксиальном диоде с приложенным скрещенным $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полем (магнетронный диод — МД). Интерес к физике процессов в приборах со скрещенными электрическим и магнитным полями обусловлен их широким использованием в вакуумной электронике больших мощностей (СВЧ генераторы, инжекторы сильноточных пучков и др.). В то же время теория таких приборов в большей части остается на феноменологическом уровне. Как известно, магнитное поле (\mathbf{V}_0) подавляет подвижность электронов (ионов) поперек силовых линий поля \mathbf{V}_0 на размерах, превышающих ларморовский радиус частиц ($d_{AK} > r_{eL} = mv_{eAK}/eB_0$). Этот эффект, называемый магнитной изоляцией, бывает почти абсолютным в осесимметричных системах с „редким“ пучком ($en_e d_{AK} \ll V_{AK}/d_{AK} = E_0$). В электронных приборах большой мощности реализуется режим „плотного пучка“ ($en_e d_{AK} \sim E_0$). В этом случае, как правило, наблюдается некоторый ток утечки поперек магнитного поля, что связано с возникновением флуктуаций в распределении зарядов, так называемой турбулентностью потока.

Физика приборов со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полями оказалась сложной для теоретического анализа из-за сильной нелинейности процессов, а при попытках численных расчетов самосогласованных моделей требовались большой объем вычислений и специальные программы [1–6].

Использование упрощенных моделей (типа 1.5-D кода) приводит к неверным выводам. Например, в [7] ошибочно утверждается, что пучок в МД становится неустойчивым при больших токах эмиссии с катода в случаях, когда формируется виртуальный катод. Как известно, неустойчивость виртуального катода связана с высокой подвижностью заряженных частиц вдоль приложенного электрического поля \mathbf{E} [8], тогда как в МД подвижность зарядов вдоль \mathbf{E} -поля подавлена поперечным \mathbf{V} -полем.

Сильная неустойчивость пучка в МД возникает при малом токе эмиссии „первичных“ электронов с катода. Этот результат был получен в середине XX века во многих экспериментах [1,9,10] при использовании диодов с „холодными“ вторично-эмиссионными¹ катодами и при малом токе первичной эмиссии электронов ($I_{e0} < 1$ А). При подаче импульса напряжения ($V_{AK} = 5 \dots 30$ кВ) на диод и при $k_{es}(w_{eBKB}) > 1$ в электронном потоке возникали коллективные колебания большой амплитуды. Собственно сами колебания заряда и электрического поля внутри диода не были измерены как в [9,10], так и в других опытах из-за технических трудностей. Присутствие высокого уровня колебаний пучка внутри диода проявлялось в измеренных эффектах: „обостренные эмиссии“ более 10^2 раз (ток через диод резко

¹ Эффект вторичной эмиссии с поверхности металлов был открыт в 1902 г. при изучении катодных лучей. Коэффициент вторичной эмиссии ($k_{es} = I_{es}/I_{eBKB}$) для чисто металлических катодов, использованных в [9], превышает единицу при энергии бомбардирующих электронов $w_{eBKB} > 200$ эВ. Сложные соединения, например оксидные катоды, использованные в [10], имеют более низкий энергетический порог [11].

возрастал: $\varepsilon_{eB} = I_{AK}/I_{e0} \gg 1$ при включении магнитного поля) и дополнительный нагрев катода с высоким КПД ($\eta_{BKB} = P_{eBKB}/P_{AK} \sim 30\%$) отбора мощности от источника питания. Этот феномен интерпретировался многими авторами [1,9,10] как генерация пучка за счет вторичной эмиссии при обратной бомбардировке катода потоком высокоэнергетических электронов, что приводит также к дополнительному нагреву катода. Однако теоретическую модель этого процесса построить „на кончике пера“ не удалось.

Наличие электронов с избыточной энергией $\delta w_{eK} \sim 300 \text{ eV}$ в зазоре МД было обнаружено еще в ранних опытах [12], но в то время удовлетворительного объяснения этому явлению не было дано. Отметим, что исследуемые диоды эксплуатировались, как правило, в высоком вакууме и напряжениях $V_{AK} > 1 \text{ kV}$. В этих условиях можно пренебречь парными столкновениями электронов и ионизацией остаточного газа. Заметный эффект в перераспределении энергии могут дать только коллективные взаимодействия электронов с электромагнитным полем. Обычно такие колебания, которые не связаны с наличием каких-либо резонансных структур, называют турбулентными. Проблема в исследовании турбулентности электронного потока в МД заключена в трудности получения экспериментальных данных о ней. Измеренный уровень колебаний (шумов) во внешних цепях был относительно низкий и имел слабую корреляцию с эффектами нарушения магнитной изоляции, что указывало на безызлучательный тип колебаний. „Магнетронные“ исследования за период 1940–1960 гг., представленные в трудах [1]. Авторы статей (О. Бунеман, Р. Дженсен, Г. Симс и др.) признают, что проблема турбулентности электронных потоков в приборах со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полями осталась нерешенной. В последующие годы вопросы устойчивости мощных пучков в скрещенных полях снова привлекли к себе внимание в связи с работами в области управляемого термоядерного синтеза: ускорители плазмы [13], магнитная изоляция горячей плазмы от „холодных“ стенок [14], генерации и транспортировки мощности пучков [2,3].

1. Физика процессов в МД при утечке электронов на анод

„Странная“ неустойчивость, обнаруженная в опытах с МД, была промоделирована нами впервые в 1996 г., и эти исследования были продолжены и развиты в последующие годы [15–18]. Расчеты сделаны с использованием электромагнитного PIC кода КАРАТ [19,20]. Результаты счета верифицировались прежде всего по исполнению энергетического баланса: $P_{AK} \cong P_{eA} + P_{eBKB}$ — потребляемая мощность и адсорбируемая на электродах мощность были равны в пределах нескольких процентов. Рассмотрим установившийся режим утечки электронов на анод ($I_{eA}(t) \approx I_{AK} = \text{const}$, $V_{AK}(t) \approx V_{A0}$,

$eV_{A0} = mv_{eA0}^2/2$, $\bar{v}_{eA} < v_{eA0}$). Закон сохранения энергии в МД будет выполнен при условии

$$P_{AK} = P_{eA} + P_{eBKB}; \quad P_{AK} = I_{AK}V_{AK};$$

$$P_{eA} = \bar{I}_{eA}m\bar{v}_{eA}^2/2e; \quad P_{eBKB} = \bar{I}_{eBKB}m(\bar{v}_{eBKB}^2 - \bar{v}_{eK0}^2)/2e, \quad (1)$$

где $\bar{w}_{eA} = m\bar{v}_{eA}^2/2$, $\bar{w}_{eBKB} = m\bar{v}_{eBKB}^2/2$ и $\bar{w}_{eK0} = m\bar{v}_{eK0}^2/2$ есть средние энергии электронов, которые падают на анод ($\bar{w}_{eA} < eV_{AK}$), бомбардируют катод и вылетают с катода.

Компьютерная модель позволяла в отличие от натуральных опытов [9,10] „измерять“ поля, токи, потоки энергии и импульса в диодном зазоре. Измерение азимутального импульса МД возникает от действия момента магнитной силы, который подобен крутящемуся моменту обычного электромотора

$$\dot{M}_{0B} = 2\pi \int_{r_K}^{r_A} \bar{J}_{er} B_0 r^2 dr = \int_{r_K}^{r_A} \bar{I}_{eA} B_0 r dr = \frac{\bar{I}_{eA}}{e} m v_{eA0} r_A \frac{B_0}{B_{cr}};$$

$$B_{cr} = \frac{2r_A m v_{eA0}}{e(r_A^2 - r_K^2)}, \quad (2)$$

где B_0 — приложенное аксиальное магнитное поле; B_{cr} — критическое магнитное поле, называемое также полем отсечки Хелла.

Момент импульса (2) передается электродам МД при падении электронов на анод (под углом $\bar{\alpha}_{eA}$) и при бомбардировке катода электронами с избыточной энергией (под углом $\bar{\alpha}_{eBKB}$)

$$\dot{M}_{eA} = (\bar{I}_{eA}/e) m r_A \bar{v}_{eA} \sin \bar{\alpha}_{eA};$$

$$\dot{M}_{eK} = (\bar{I}_{eBKB}/e) m r_K (\bar{v}_{eBKB} - \bar{v}_{eK0}) \sin \bar{\alpha}_{eBKB};$$

$$\dot{M}_{eA}/\dot{M}_{0B} + \dot{M}_{eK}/\dot{M}_{0B} = 1. \quad (3)$$

Закон сохранения азимутального импульса системы будет выполнен при условии (3). Теперь выясним, возможна ли утечка электронов на анод МД ($I_{eA} \neq 0$), если пренебречь обратной бомбардировкой катода ($\dot{M}_{eK} \approx 0$). Это предположение оказывается несовместимым с законами сохранения энергии ($\bar{v}_{eA} < v_{eA0}$) и азимутального импульса (3), так как имеется следующее неравенство: $\dot{M}_{0B}/\dot{M}_{eA} > B_0/B_{cr} > 1$. Таким образом, явление обратной бомбардировки катода есть прямое следствие нарушения режима магнитной изоляции в электронном диоде. В работах [3,6] было предложено называть такой режим как ВКВ нестабильность (back-bombardment instability).

2. Колебания зарядов в МД при ВКВ нестабильности

В работах [15–18] было показано, что картина электронного потока в зазоре гладкого МД представляет собой в (r, θ) -плотности самоорганизующуюся и самообновляемую структуру в виде плотных электронных облаков, вращающихся вокруг катода. Азимутальный размер

облаков был близок к величине диодного зазора d_{AK} , что соответствует расстоянию экранирования возмущений электрического поля между электродами. Электрическое поле, создаваемое сгустками зарядов, в определенной мере подобно вращающемуся ВЧ электрическому полю в диоде генераторного магнетрона² [21,22]. Как известно, в магнетроне используется замедляющая структура (разрезной анод с резонаторами), которая генерирует бегущее азимутальное ВЧ поле $E_\theta(r_A, \theta - \omega t)$. Для количественного описания электроники магнетрона была создана в 40–50-е годы ее инженерная модель (см., например, [1,21,22]). Согласно этой модели, основная часть потока электронов в диоде магнетрона организована в виде спиц. Электронные спицы вращаются вокруг катода со скоростью, примерно равной скорости электрического дрейфа $v_{EB} = E_r/B_0$, синхронно с бегущим ВЧ полем $E_\theta(r_A, \theta - \omega t)$, что обеспечивает эффективный отбор мощности от пучка. Замедленные электроны не могут удерживаться магнитным полем B_0 ($w_{eA} < 0.3eV_{AK}$, $eE_A > ev_{eA}B_0$) и „притягиваются“ к аноду, где поглощаются, создавая ток I_{eA} , который отбирает мощность $P_{AK} = \bar{I}_{eA} \cdot \bar{V}_{AK}$ от источника питания. Эмиссия электронов в спицы происходит с поверхности катодной „электронной втулки“ (ее толщина по оценкам равна $\delta_{eK} = (0.1-0.2)d_{AK}$), которая создается плотным потоком электронов, как вылетевших с катода, так и возвращенных обратно. Ток эмиссии с катода в инженерной модели полагался ограниченным объемным зарядом (на катоде поле $E_K = 0$). Оправдание этому постулату служило удовлетворительное соответствие расчетов практике.

Использование подобного подхода в анализе колебаний в диоде с гладким анодом (МД) оказалось непродуктивным, поскольку в зазоре отсутствуют источники высокочастотного (ВЧ) электрического поля (как внешние (мощность $P_{\sim} = 0$), так и внутренние: $E_{A\theta} = 0$, $E_K = 0$). В МД роль формирователя бегущего ВЧ электрического поля играет катод (на катоде поле $E_K = E_r(r_K; \theta - \Omega \cdot t; t) \neq 0$) с неоднородной нестационарной эмиссией. Эта вторичная эмиссия возникает под действием обратного потока электронов, что предполагает высокий уровень колебаний пучка. В исследовании

² Напомним, что мощный импульсный СВЧ магнетрон был создан в начале 1940-х годов усилиями больших коллективов Старого и Нового Света. Радиолокаторы, оснащенные магнетронами, сыграли большую роль во Второй мировой войне. Высокие импульсные мощности СВЧ излучения $P_{\sim} = 0.1-1$ MW, генерируемые магнетронами в сантиметровом диапазоне длин волн с $\eta_{\sim} = P_{\sim}/P_{AK} = 50-70\%$, удалось получить неожиданно, так как обнаружилась сильная эмиссия электронов с катода ($J_e \sim 100$ A/cm², $J_e/J_{e0} \sim 10^2$ [21, гл. 1, 12]), которая значительно превышала термоэмиссионную способность катода. Это явление было обусловлено вторичной эмиссией электронов, вызванной обратной бомбардировкой катода. В 30-х годах и ранее в качестве катодов часто использовались тонкие нити, которые легко перегорали. „Возгорание“ катода наблюдалось, например, при испытаниях (Ленинград, 1936–1937 гг.) первых в мире моделей мощных ($\bar{P}_{\sim} \geq 0.3$ kW) многорезонаторных магнетронов ($\lambda = 9$ cm) [23], ставших прообразом промышленных магнетронов [21,22]. Ныне разработаны компактные „безнакальные“ магнетроны [24], в которых вторичная эмиссия запускается за счет слабой автоэмиссии.

турбулентного пучка в МД имеются проблемы как в решении нелинейных уравнений, так и в описании промежуточных агентов, делающих возможным процесс обмена энергией и импульсом между одними электронами, которые уходят на анод, и другими электронами, которые возвращаются на катод. Обмен энергией в коллективных колебаниях электронов в МД происходит при их взаимодействии со скрещенным $E \times B$ -полем. В этом процессе магнитное поле остается практически неизменным, а электрическое поле заметно изменяется из-за объемного заряда плотного пучка. В коллективных колебаниях электронов энергия E -поля играет роль энергетического буфера ($\epsilon_0 E^2/2 \sim \langle n_e m v^2 \rangle/2$), что признано большинством исследователей.

Процесс обмена импульсом между электронами пучка в МД (без этого невозможен колебательный процесс) и передача азимутального импульса электродам (см. (2,3)) исследованы плохо по причине сложности этой проблемы. Как известно, приборы со скрещенными $E \times B$ -полями имеют ненулевую плотность электромагнитного импульса ($g_{EB} = \epsilon_0 E \times B_0$) как для быстрых, так и медленно меняющихся во времени полей, т.е. в отсутствие электромагнитных волн (см., например, [25, § 104; 25, гл. 27]). Простой анализ показывает, что в диодах с магнитной изоляцией электронов электромагнитный импульс и импульс потока электронов в единице объема ($|g_{EB}| \sim |n_e m v_e|$) оказываются сравнимы по величине. Применительно к устройствам типа МД ($B_{0z} = \text{const}$, $E = \nabla V(r, \theta, t)$) можно сформулировать следующее утверждение. В диодном зазоре возможны практически безызлучательные ВЧ колебания электрических зарядов с большой амплитудой ($\delta n_e \sim n_e$), причем при относительно малых изменениях приложенного напряжения и диодного тока. Эти колебания поддерживаются при взаимодействии зарядов со скрещенным $E \times B$ -полем, при обмене с ним импульсом и энергией и благодаря нестационарной вторичной эмиссии электронов с катода.

3. Постановка задачи и математическая модель

Динамика частиц в гладком магнетроне моделировалась по коду КАРАТ комбинированным способом. Внешний источник импульсного напряжения $V_P(t)$ подключался к диоду через RL -цепочку, а сам диод представлялся в электрической цепи (рис. 1) в виде элемента с параметрами: $V_{AK}(t)$ — напряжение на диоде и $I_{AK}(t)$ — ток через диод. Схема описывалась уравнением Кирхгофа

$$V_{AK}(t) = V_P(t) - R_1 I_{AK}(t) - L_1 dI_{AK}(t)/dt,$$

$$R_1 = 0.2k\Omega, \quad L_1 = 0.05\mu H. \quad (4)$$

Импульсное напряжение $V_P(t)$ имело сглаженный профиль с длительностью фронта $t_f = 2ns$. Типичные осциллограммы напряжения и тока даны на рис. 1.

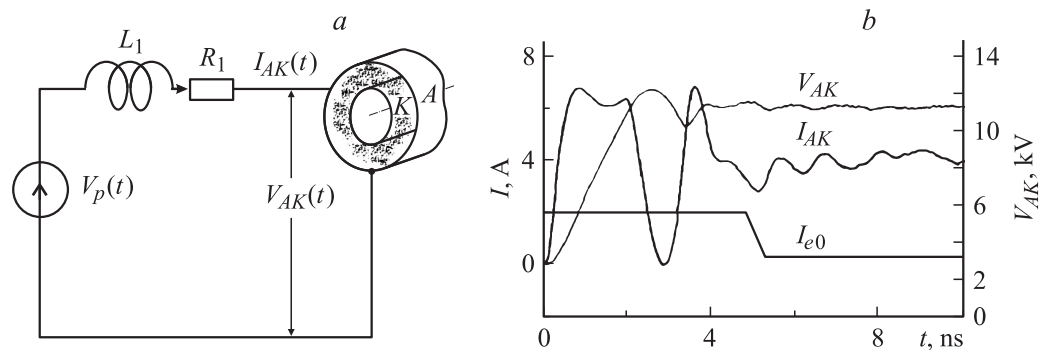


Рис. 1. *a* — схема подключения магнетронного диода к внешней цепи; *b* — осциллограммы напряжения на ускоряющем промежутке $V_{AK}(t)$, первичного тока эмиссии $I_{e0}(t)$ и тока через диод $I_{AK}(t)$.

Электрический ток $I_{AK}(t)$, составленный суммой тока утечки электронов на анод и емкостного тока (ток смещения), вычислялся с использованием уравнений Максвелла и дискретной модели заряженной плазмы — метод крупных частиц PIC [27]. Моделирование динамики частиц проводилось на расчетных сетках с числом узлов $\sim 10^5$ и числом крупных частиц (первичных и вторичных) $\sim 10^5$.

Код КАРАТ позволял моделировать как двумерную (r, θ) , так и трехмерную (r, θ, z) геометрии диода. С целью апробации численного метода и определения границ применения модели с двумерной геометрией были сделаны расчеты для МД с параметрами, близкими к экспериментам [9]: молибденовый катод, $r_K = 3.3$ mm; анод, $r_A < 10$ mm; длина, $l_2 = 20$ mm; $B_{0z} \equiv B_0 = 0.2\text{--}0.3$ T; $V_{AK} = 10\text{--}30$ kV. Катод МД в [9] имел кольцевые выступы на торцах и магнитное поле в области торцов было слегка увеличено (прототипом был диод магнетрона АХ9 [21]), чтобы уменьшить утечку электронов в область вне диода. Напряжение $V_{AK}(t)$ отрицательной полярности подавалось на катод, а анод и вакуумная камера имели нулевой потенциал, как это обычно принято в практике генераторных магнетронов и в большинстве экспериментов с МД. В такой системе, несмотря на меры по „эранировке“, был возможен уход электронов вдоль магнитного поля на стенки камеры. Результаты счета и данные из [9] совпадали в пределах 10% для МД с параметрами: 1) зазор был мал в сравнении с продольным размером диода $d_{AK} \leq 0.1l_z$; 2) величина поля B_0 была в пределах: $B_0 = (1.1\text{--}1.2)B_{cr}$. При больших зазорах ($d_{AK} > 0.1l_z$) или при $B_0 > 1.2B_{cr}$ наблюдались заметные различия между расчетом и экспериментом, что можно связать как с влиянием торцов катода, так и с уходом электронов на стенки вакуумной камеры.

Относительно большие магнитные поля $B_0/B_{cr} = 1.5\text{--}3$ обычно используют для повышения КПД в магнетронах [21,22] и в инжекторах пучка [28,29], сделанных на основе диодов с магнитной изоляцией и катодов с вторичной эмиссией. В таких приборах инжекция пучка в зазор происходит из прикатодного слоя (электронной втулки). Как отмечено в разделе 2, теоретическая модель этого слоя отсутствует. В последнее

десятилетие ряд авторов [7,29] попытались восполнить этот пробел и предложили простую модель на основе одномерных колебаний пучка, т.е. реанимировали старую идею Ленгмюра о колебательных потенциалах [1,8,12]. Как известно, ленгмюровские колебания широко используются в теории плазмы, но их применение оказывается неэффективным в теории заряженных пучков в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полях. Теория одномерных колебаний может объяснить утечку электронов поперек магнитного поля, если убрать ограничения, связанные с законами сохранения энергии и импульса (см. (1)–(3)).

В анализе МД с гладкими электродами ($E_\theta(r_K) = E_\theta(r_A) = 0$) и напряжением $V_{AK} < 100$ kV достаточно использовать приближение безвихревого электромагнитного поля ($\text{rot } \mathbf{E} = 0, \text{rot } \mathbf{B} = 0$). Хотя, если анализировать равновесие МД в радиальном направлении, необходимо учитывать слабое вытеснение магнитного поля ($\delta B/B_0 \sim 1\%$) к анодному электроду из-за азимутального тока электронов. Результаты расчетов по потенциальной модели и по уравнениям, в которых были учтены релятивистские эффекты и вихревые компоненты электромагнитного поля, оказались практически одинаковыми для МД с параметрами: $V_{AK} = 10\text{--}30$ kV, $r_A < 10$ mm. Одна из проблем численного моделирования состоит в том, чтобы не внести в систему неучтучивостей, вызванных дискретностью счета.³

В примерах для двумерной модели МД интегральные величины (ток, заряд и пр.) вычислены на аксиальную длину $l_{0z} = 10$ mm. Используется „базовый“ вариант с параметрами: $r_K = 3.3$ mm; $r_A = 5.3$ mm; $d_{AK} = 2$ mm;

³ Как известно, мощные пучки в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полях подвержены многим нестабильностям, особенно при возникновении вторичной эмиссии электронов. В [30,31] приведены экспериментальные и теоретические исследования одностеночного вторично-эмиссионного СВЧ разряда в $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полях. В наших расчетах похожий разряд возник как „паразитная“ неустойчивость („компьютерная физика“) при недостаточно мелком шаге дискретности расчетной сетки ($N_r < 200, N_\theta < 250$). К счастью, основной резонанс СВЧ разряда происходит в окрестности двойной циклотронной частоты и отстоит далеко от основной гармоники ВКВ неустойчивости, которая расположена в области ларморовской частоты ($\nu_{0BK} \approx \nu_{Le} = \nu_{ce}/2$). Это обстоятельство позволяло обнаружить паразитную неустойчивость, если она возникала. Вместе с тем жесткие требования к мелкости сетки не позволили нам провести полномасштабные трехмерные расчеты.

$B_0 = 0.25$ Т; электрические параметры соответствуют схеме рис. 1, $V_P = 12$ кВ и $V_{AK}(t > 6 \text{ ns}) \approx V_{A0} = 11.2$ кВ — квазистационарный режим. В практических оценках величин $l, t, v, I, Q, V, W, E, B, R, \nu, L, C$ используются соответственно следующие единицы: мм, ns, mm/ns, А, nC, кВ, μJ , кВ/мм, Т, к Ω , GHz, μH , pF, а также: $\epsilon_0 = 1/36\pi$ pF/mm; $c = (\epsilon_0 \cdot \mu_0)^{-0.5} = 300$ mm/ns; $e = 1.6 \cdot 10^{-10}$ nC; $m = m_e = 9.1 \cdot 10^{-13}$ $\mu\text{J} \cdot (\text{ns}/\text{mm})^2$. Уравнения, приведенные ниже, даны для (r, θ) -геометрии в нерелятивистском приближении и для потенциального электрического поля

$$v_{nr}(r, \theta, t) - v_{nr}(r_K, \theta_1, t_1) = \int_{t_1}^t \left(-\frac{E_r}{E_0} v_{EB} - v_{n\theta} + \frac{v_{n\theta}^2}{r\omega_{ce}} \right) \omega_{ce} dt_n, \quad \omega_{ce} = \frac{eB_0}{m}, \quad v_{EB} = \frac{E_0}{B_0}, \quad (5)$$

$$mr v_{n\theta}(r, \theta, t) - mr_K v_{n\theta}(r_K, \theta_1, t_1) = mr_A v_{eA0} \left(\frac{B_0}{B_{cr}} \times \frac{r^2 - r_K^2}{r_A^2 - r_K^2} - \frac{v_{EB}}{v_{eA0}} \int_{t_1}^t \frac{rE_\theta}{r_A E_0} \omega_{ce} dt_n \right), \quad E_0 = V_{A0}/d_{AK}, \quad v_{eA0} = (2eV_{A0}/m)^{0.5}, \quad V_{cr} = V_{A0}(B_0/B_{cr})^2, \quad B_{cr} = \frac{2r_A m v_{eA0}}{e(r_A^2 - r_K^2)}, \quad (6)$$

где v_{nr} и $v_{n\theta}$ есть компоненты скорости n -го электрона; (r, θ, t) — координаты траектории; $E_0 = 5.6$ кВ/мм; $v_{EB} = 22.4$ мм/нс; $\omega_{ce} = 2\pi\nu_{ce}$, $\nu_{ce} = 28B_0 = 7$ GHz — электронная циклотронная частота; $v_{eA0} = 62.7$ мм/нс — скорость электрона с энергией $w_{eA0} = eV_{A0} = 11.2$ кеВ; $V_{cr} = 14.5$ кВ — напряжение отсечки; $B_{cr} = 0.22$ Т — критическое поле отсечки при $V_{AK} = 11.2$ кВ, $B_0/B_{cr} = 1.13$; интегрирование производится вдоль траектории n -го электрона; $dt_n = 10^{-4} - 10^{-5}$ нс — временной шаг счета.

Уравнения (5), (6) описывают историю произвольного электрона в постоянном магнитном поле \mathbf{B}_0 и в электрическом поле с компонентами $E_r(r, \theta, t)$ и $E_\theta(r, \theta, t)$, которые находятся из численного решения уравнения Пуассона (7) с граничными условиями (8). Распределение зарядов (9) в диодном зазоре определяется местоположением (5, 6) и количеством электронов (макроэлектронов), которые вылетали из катода в промежуток времени $\Delta t = (0 < t_1 < t)$ и остались в зазоре в текущий момент времени t , т.е. не поглотились анодом или катодом. Ток утечки электронов на анод $I_{eA}(t)$ и ток диода $I_{AK}(t)$ вычисляются по (10), (11)

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} = \frac{-r^2 q_e}{\epsilon_0}; \quad E_r(r, \theta, t) = \frac{-\partial V(r, \theta, t)}{\partial r}; \quad E_\theta(r, \theta, t) = \frac{-\partial V(r, \theta, t)}{r \partial \theta}; \quad (7)$$

$$V(r_K, \theta, t) = 0; \quad V(r_A, \theta, t) = V_{AK}(t); \quad E_{\theta(r_K, \theta, t)} = E_\theta(r_A, \theta, t) = 0; \quad (8)$$

$$q_e(r, \theta, t) = \frac{1}{\delta r \delta \theta} \int_{r-\delta r/2}^{r+\delta r/2} dr \int_{\theta-\delta \theta/2}^{\theta+\delta \theta/2} e_n(r, \theta, t) d\theta; \quad \frac{\partial(rJ_r)}{\partial r} + \frac{\partial J_\theta}{\partial \theta} = -r \frac{\partial q_e}{\partial t}; \quad (9)$$

$$J_x(r, \theta, t) = \frac{1}{\delta r \delta \theta} \int_{r-\delta r/2}^{r+\delta r/2} dr \int_{\theta-\delta \theta/2}^{\theta+\delta \theta/2} e_n v_{nx} d\theta; \quad J_{x=r} \equiv J_r, \quad J_{x=\theta} \equiv J_\theta; \quad (10)$$

$$I_{eA}(t) = -r_A I_{0z} \int_0^{2\pi} J_r(r_A, \theta, t) d\theta; \quad I_{AK}(t) = I_{eA}(t) - \epsilon_0 r_A I_{0z} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} E_r(r_A, \theta, t) d\theta. \quad (11)$$

С поверхности катода обеспечивалась эмиссия первичных ($J_{0e}(\theta, t)$ — дается начальными условиями) и вторичных частиц, которые выбивались из катода при ударе быстрыми электронами. Коэффициент выхода вторичных электронов ($k_{es} = I_{es}/I_{eBKB}$) рассчитывался с учетом эмпирических данных [11] по формуле

$$k_{es} = \left((1 - \cos \alpha_{eBKB}) + \frac{\pi}{2} k_{sm} w^{0.55} \exp(-0.45w) \right) h(w), \quad w = (w_{eBKB} - w_{s1})/w_{s2}, \quad (12)$$

где k_{sm} — максимальный коэффициент вторичной эмиссии, $k_{sm} = k_{sm}(\theta) < 3$; α_{eBKB} — угол между скоростью электронов и нормалью к поверхности; w_{eBKB} — кинетическая энергия электронов, бомбардирующих катод; $w_{s1} \approx 0.1$ кеВ — пороговая энергия и $w_{s2} \approx 0.6$ кеВ — энергетический параметр; $h(w)$ — функция Хевисайда.

Все электроны, вылетающие с катода, имели однородное распределение по энергии в интервале $w_{eK0} = (10 \dots 50)$ eV и однородное направление вылета по полярному и азимутальному углам. Заметим, что принятая в счете начальная энергия электронов ($w_{eK0} = 30$ eV) превосходит ее величину, известную из опыта (см., например, в [11]), но она остается малой величиной по сравнению с характерной энергией ($w_e \sim 1$ кеВ) электронов в прикатодном слое. В „базовом“ МД имеется достаточно высокий энергетический порог ($\delta w_e/w_{eA} \sim 20\%$) для электронов, уходящих на анод. Для сравнения отметим, что в [4] удалось моделировать утечку электронов на анод МД при условии: $(B_0 - B_{cr})/B_0 \sim 1\%$, а в [5] вычислительная схема работала только для случаев эмиссии электронов вдоль магнитного поля. В установившемся режиме ($V_{AK}(t) \approx V_{A0}$) электроны, вылетевшие с катода, могут достичь анода только при наличии в диодном зазоре нестационарного азимутального электрического поля $E_{\theta(r, \theta, t)}$.

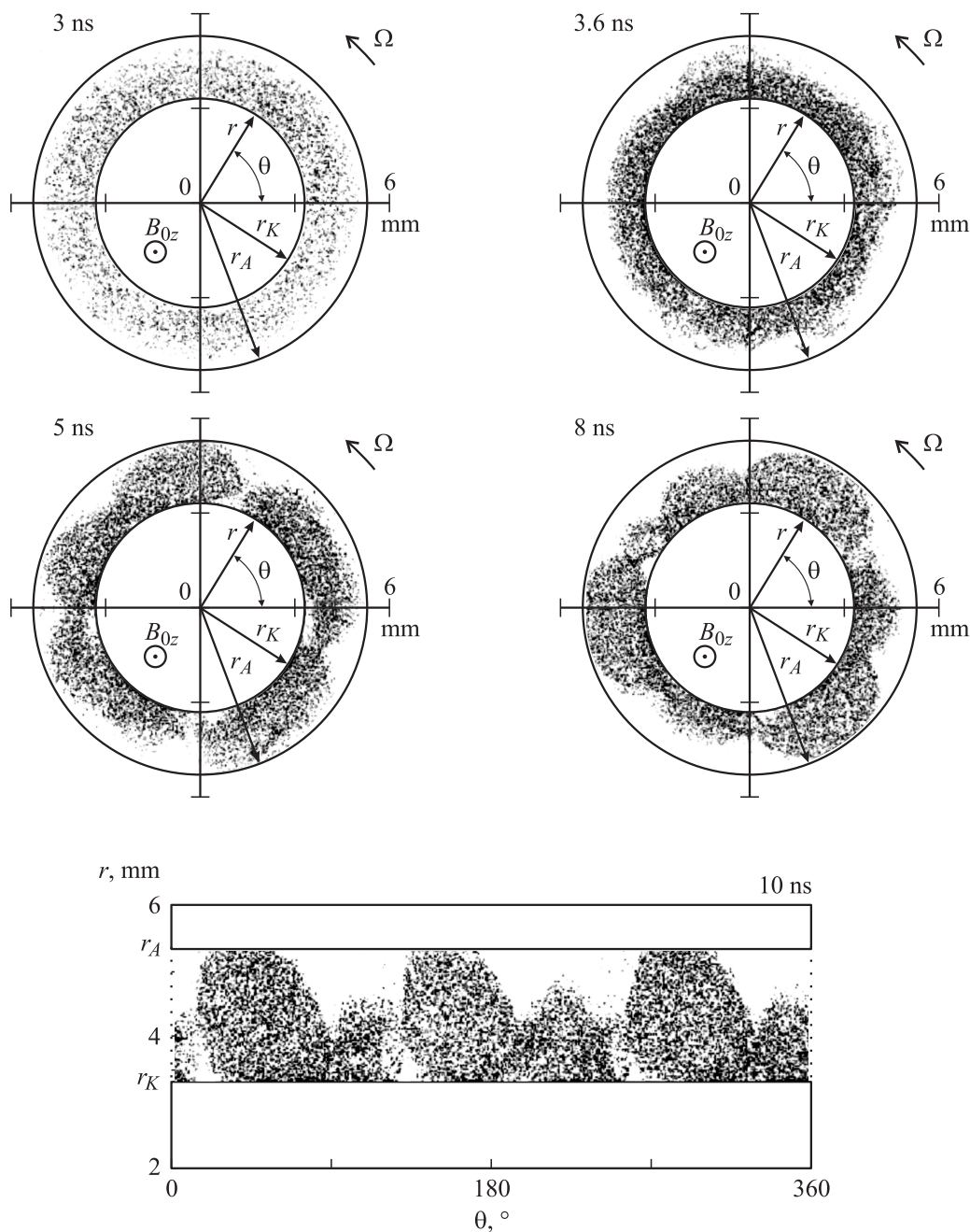


Рис. 2. Процесс формирования электронных облаков в диодном зазоре при однородной начальной эмиссии ($I_{e0} \sim 2$ А) электронов с катода. В момент $t = 3, 6$ ns начинается лавинный рост числа вторичных электронов. К моменту $t = 8$ ns формируется квазистационарный режим МД с током утечки электронов на анод $I_{eA} \approx 4$ А при низком уровне осцилляций диодного тока ($\delta I_{AK}/I_{AK} \sim 1\%$). Внизу показана прямоугольная развертка в момент времени $t = 10$ ns.

4. Динамика формирования электронного потока в МД

Динамика формирования электронных облаков, тока вторичной эмиссии и электрического поля в зазоре МД (базовый вариант) иллюстрируется рис. 2–4. В начальные моменты времени осуществляется однородная по азимуту эмиссия первичных электронов ($I_{e0} = 2$ А). Эти электроны формируют вокруг катода азимутально-

однородный слой. Толщина слоя растет с увеличением напряжения $V_{AK}(t)$ (рис. 2, конфигурация при $t = 3$ ns). При этом электроны, стартовавшие в более раннее время, не могут вернуться обратно на катод из-за роста напряженности электрического поля. Через $\Delta t \approx 3$ ns напряжение на диоде достигает максимальной величины 12 kV, а ток через диод спадает до нуля (осциллограммы на рис. 1). В интервале времени $\Delta t = 3-4$ ns уменьшается напряженность поля $E_r(r, \theta, t)$ в прикатод-

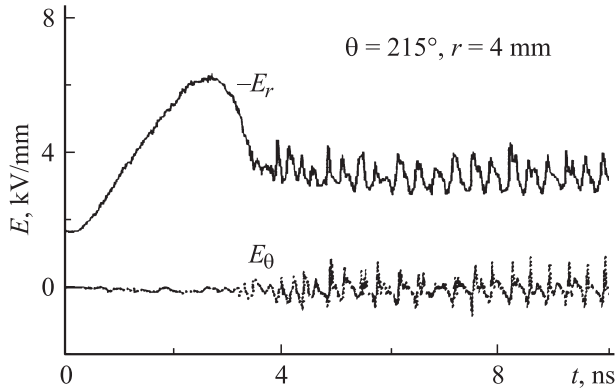


Рис. 3. Осциллограммы полей $E_r(t)$ и $E_\theta(t)$ в точке с координатами $r = 0, 4$ см и $\theta = 215^\circ$.

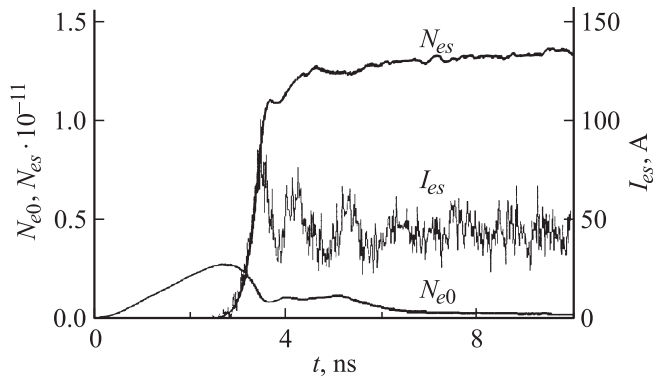


Рис. 4. Динамика накопления числа первичных $N_{e0}(t)$ и вторичных $N_{es}(t)$ электронов в ускоряющем промежутке. Средний ток вторичной эмиссии устанавливается осцилляцией $\delta I_{es}/I_{es} \sim 20\%$.

ном слое, что вызывает интенсивную бомбардировку катода электронами и быстрый рост тока вторичной эмиссии (рис. 1, 3, 4). Эффект бомбардировки стадии спада поля $\mathbf{E}(t)$ получается противоположным процессу захвата электронов в зазоре во время нарастания поля $\mathbf{E}(t)$. В реальных экспериментах обычно временные фронты длиннее, а для стимулирования вторичной эмис-

сии используют специальную электрическую цепь, которая генерирует на диоде скачок напряжения большой амплитуды $\delta V(t) \sim V_{AK}$ [28,29].

Электрические параметры МД (напряжение $V_{AK}(t)$ и ток $I_{AK}(t)$) стабилизируются с течением времени. Установившейся режим достигается к моменту $t = 8$ нс (рис. 1). В то же время ток вторичной эмиссии $I_{es}(t)$ имеет и при $t > 8$ нс большие осцилляции (рис. 4). Величина тока $I_{es}(t)$ превосходит примерно в 10 раз амплитуду анодного тока $I_{eA}(t) \approx I_{es}(t) - I_{eBKB}(t)$. Поток обратных электронов, который представлен эквивалентным током бомбардировки $I_{eBKB}(t)$, также имеет заметный уровень осцилляций. Распределение заряда $q_e(r, \theta, t)$ в зазоре оказывается сильно неоднородным (рис. 2). В результате генерируется азимутальное поле $E_{\theta(r, \theta, t)}$ с амплитудой около $0.15 \cdot E_0$ и имеются заметные осцилляции в распределении поля $E_r(r, \theta, t)$ (рис. 3, 5). Картина электронных облаков (сгустков), представленная на рис. 2 для $t = 8$ нс, остается с течением времени примерно подобной себе с периодом обращения вокруг оси, равным $t_a \approx 1$ нс. Сделав оценку азимутальной скорости для захваченных электронов на среднем радиусе, полагая в формуле (5) радиальную скорость равной нулю ($v_{nr} = 0$) и $E_r = -E_0$, в итоге получаем $\langle v_{e\theta} \rangle = v_a \approx v_{EB}(1 + v_{EB}/r_a \omega_{ce}) = 25$ мм/нс. Период полного оборота для этих электронов равен $t_{aa} = 2\pi \cdot r_a/v_a \approx 1$ нс, что совпадает с t_a — периодом обращения облаков. Можно полагать, что основная масса электронов в зазоре представлена захваченными частицами, которые имеют кинетическую энергию меньше потенциальной энергии ($w_e < eV(r, \theta, t)$). Это предположение подтверждается видом функции распределения электронов по энергии (рис. 6).

Средние энергии электронов, достигающих анода и бомбардирующих катод, равны соответственно $\bar{w}_{eA} = 7.4$ кэВ и $\bar{w}_{eBKB} = 0.44$ кэВ (рис. 7). Используя эти величины и данные установившегося режима ($V_{AK} = 11.2$ кВ, $\bar{I}_{eA} = 4$ А, $\bar{I}_{eBKB} = 36$ А), найдем КПД обратной бомбардировки, поток мощности на электроды и уровень энергетического баланса (1) по результатам численного счета: $\eta_{BKB} = (eV_{AK} - \bar{w}_{eA})/eV_{AK} = 34\%$, $P_{AK} = 44.8$ кВт, $P_{eA} = 29.6$ кВт, $P_{eBKB} = 14.8$ кВт,

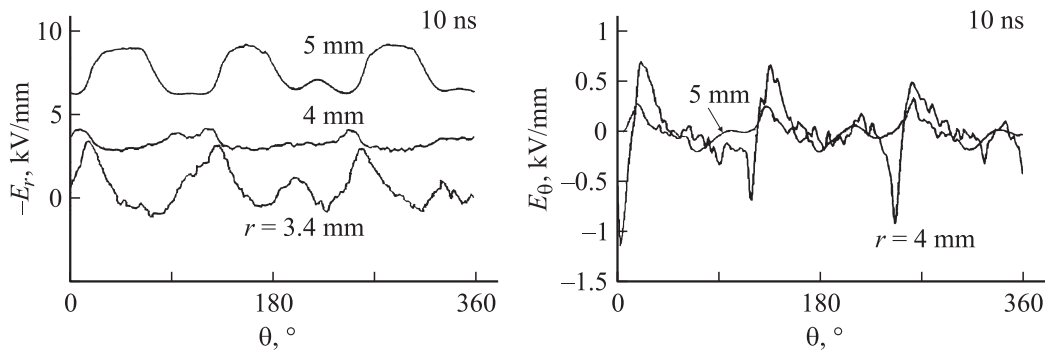


Рис. 5. Распределение полей $E_r(r, \theta)$ и $E_\theta(r, \theta)$ по азимуту в момент $t = 10$ нс.

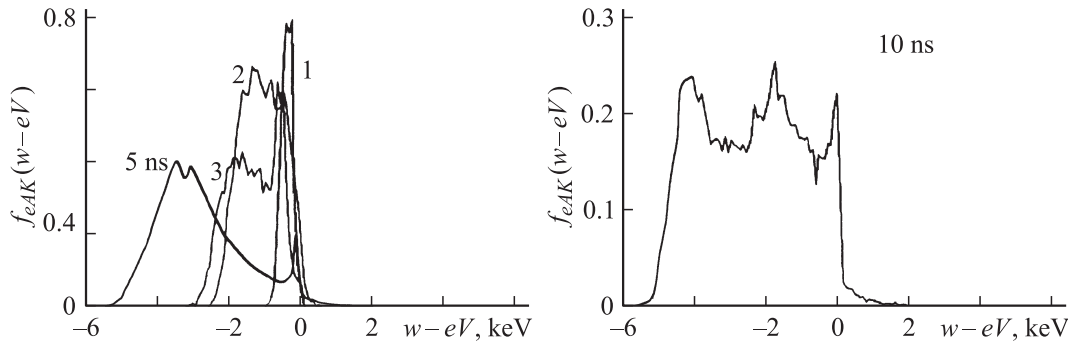


Рис. 6. Функция распределения электронов внутри ускоряющего промежутка МД по полной энергии в различные моменты времени (w — кинетическая энергия, eV — потенциальная энергия).

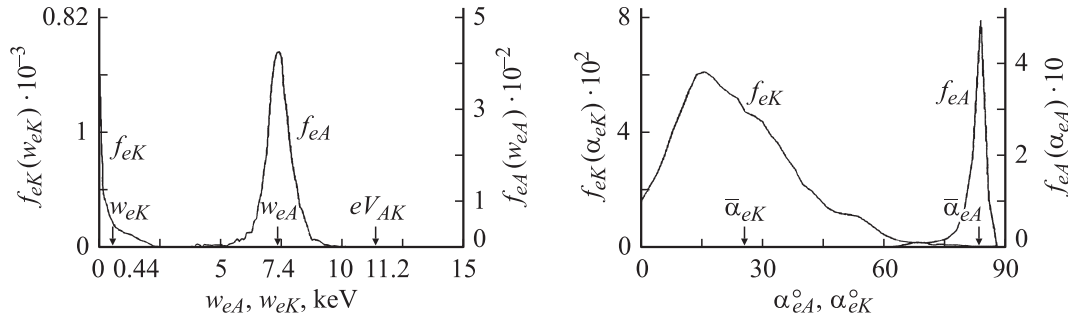


Рис. 7. Функции распределения по энергии и углу падения (по отношению к нормали к поверхности) для электронов, бомбардирующих катод и анод.

$(P_{AK} - P_{eA} - P_{eBKB})/P_{AK} < 1\%$. Различие с данными экспериментов в [9] оказывается в пределах 10%. Коэффициент „обострения эмиссии“ $\varepsilon_{eB} = I_{eA}/I_{0e}$ в компьютерной модели МД можно получить большой ($\varepsilon_{eB} > 100$), так как в установившемся режиме возможно выключение тока первичной эмиссии ($I_{0e}(t > 8 \text{ ns}) \approx 0$, рис. 1).

Обратимся к угловым характеристикам электронов на электродах МД и проблеме сохранения азимутального импульса. Электроны попадают на анод практически по касательной ($\bar{\alpha}_{eA} = 82^\circ$) и функция их распределения по углу узкая. Средний угол падения электронов на катод составляет $\bar{\alpha}_{eBKB} = 24^\circ$, т.е. направление ближе к нормали и функция распределения широкая (рис. 7). Используя вышеприведенные данные для установившегося режима и формулы (2), (3), проверим баланс в передаче азимутального импульса

$$1 = \frac{\dot{M}_{eA}}{\dot{M}_{0B}} + \frac{\dot{M}_{eK}}{\dot{M}_{0B}} \approx \frac{B_{cr} \bar{w}_{eA}^{0.5} \cdot \sin \bar{\alpha}_{eA}}{B_0 w_{eA0}^{0.5}} + \frac{B_{cr} r_K (\bar{w}_{eBKB}^{0.5} - \bar{w}_{eK0}^{0.5}) \bar{I}_{eBKB} \cdot \sin \bar{\alpha}_{eBKB}}{B_0 \cdot r_A \cdot w_{eA0}^{0.5} \cdot I_{AK}} = 0.71 + 0.29, \quad (13)$$

т.е. баланс крутящих моментов выполнен, согласно (13), лучше 1%.

В распределении зарядов по азимуту (рис. 2, кадр при $t = 10 \text{ ns}$) можно выделить три основных сгустка и расположенных между ними три сгустка меньшей интенсивности. В частотном спектре для электрического поля, плотности тока и др. выделяются частоты, соответствующие периоду полного обращения (t_a), и высшие гармоники ($t_a/3, t_a/6, \dots$). В спектре присутствуют также частоты: $\nu_{Le} = \nu_{ce}/2 = 3.5 \text{ GHz}$, ν_{ce} и их высшие гармоники. В идеальной электродной системе без азимутальных неоднородностей (типа МД на рис. 2) спектр получается относительно простым, с максимальной интенсивностью в области ларморовской частоты $\nu_{BKB} \approx \nu_{Le}$ (основная частота ВКВ) неустойчивости [3,6]. При наличии азимутальных неоднородностей (ось катодного электрода смещена, неоднородная эмиссия электронов и др.) частотный спектр оказывается нерегулярным.

5. Обсуждение результатов моделирования

Макроскопические уравнения (2), (3) можно получить, если просуммировать правые и левые части (6) по всем электронам в диодном зазоре и усреднить эту сумму по некоторому интервалу времени. Необходимость усреднения связана с присутствием заметных осцилляций во времени для $I_{es}(t)$ — потока вторичных

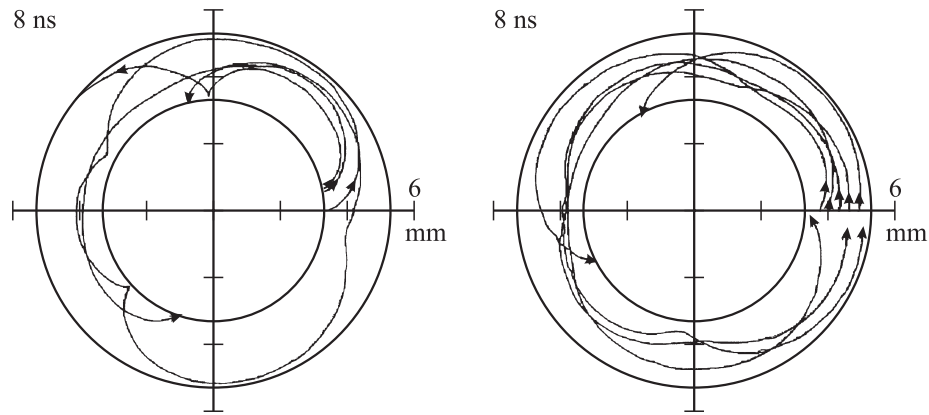


Рис. 8. Траектории нескольких выделенных электронов, которые наблюдаются в интервале времени $\Delta t = 7-8$ ns. Слева электроны стартуют с поверхности катода (при $\theta = 0-20^\circ$), а справа электроны продолжают свой путь (при $t \geq 7$ ns) с азимута $\theta = 0$.

электронов; $I_{eA}(t)$ — тока утечки электронов на анод; $\mathbf{E}(r, \theta, t)$ — поля и др. (рис. 3–5). Отличие полученного таким способом уравнения от (2), (3) заключается в присутствии суммы интегралов, связанных с воздействием на электроны поля E_θ (см. (6)). В установившемся режиме происходит взаимная компенсация воздействий поля $E_\theta(r, \theta, t)$ на электроны, которые уходят на анод, и на электроны, бомбардирующие катод, т.е. работа, совершаемая полем $E_\theta(r, \theta, t)$ над всеми электронами в зазоре в течение $\Delta t \gg t_{ce}$, равна нулю:

$$\delta W_\theta = \int_{r_K}^{r_A} \int_0^{2\pi} r dr d\theta \int_t^{t+\Delta t} J_{e\theta}(r, \theta, t) E_\theta(r, \theta, t) dt \approx 0. \quad (14)$$

Электроны, уходящие на анод, двигаются в фазе тормозящего поля $E_{\theta(r,\theta,t)}$ и в этом процессе теряют энергию, а также отдают скрещенному $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полю избыточную часть азимутального импульса, который они получают при взаимодействии с полем B_0 . Заметим, что скрещенное $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -поле играет в этом процессе роль временного буфера для импульса и энергии. Электроны, которые возвращаются на катод, двигаются в фазе ускоряющего поля $E_\theta(r, \theta, t)$ и приобретают избыточную энергию и избыточный импульс. Этот механизм подобен взаимодействию электронов с $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полем в магнетроне (см. раздел 2). Отличие состоит в том, что величина интеграла (14) в диоде генераторного магнетрона будет меньше нуля, так как электрическое поле отбирает энергию (и азимутальный импульс) от электронов и передает ее в анодные резонаторы. В магнетроне изменяются также уравнения (3), так как добавляется крутящий момент, созданный давлением электрического поля на поверхность щелей анодного электрода. Поэтому баланс крутящих моментов в магнетроне выполняется обычно при относительно малых потоках энергии и импульса на катод.

Параметры МД удобно анализировать по отношению к электронному диоду без магнитного поля ($B_0 = 0$)

и с катодом с высокой эмиссией ($E_K = 0$). Для „базового“ диода (рис. 2) численный счет дает предельный ток, равный $I_{CL} = 216$ А при напряжении $V_{AK} = 11.2$ kV. Электрический заряд в диоде для этого режима (поле $\mathbf{B} = 0$) равен $Q_{CL} = 21.5$ nC. Этот заряд примерно равен заряду в зазоре МД $Q_{es} = eN_{es}(t > 8 \text{ ns}) = 21$ nC и оказывается больше в 1.6 раз заряда вакуумного конденсатора (нет электронов в зазоре) $Q_C = C_0 V_{AK} = Q_{CL}/1.6$. Сравнивая эти данные с параметрами МД, получим $\chi_{eA} = I_{eA}/I_{CL} \approx 1/50$ — степень нарушения магнитной изоляции ($\chi_{eA}(\text{max}) \approx 1/15$ получено в [9] для катода из платины и при $B_0/B_{cr} \approx 1.1$); $I_{es}/I_{CL} \approx 1/5$ — относительный ток вторичной эмиссии; $Q_{es}/Q_{CL} \approx 1$. Для оценок примем предельный заряд в МД равным $Q_{eM} = 1.5Q_C$.

Как отмечалось выше, сильная неустойчивость пучка в МД возникает в режиме плотного пучка. Для критерия „плотного пучка“ используем величину накопленного заряда электронов в зазоре в момент $t = 3$ ns — начала неустойчивости (рис. 4): $\xi_{eAK}(t) = eN_{e0}(t = 3 \text{ ns})/Q_{eM} \approx 1/4$. В практике величину этого заряда можно оценить, используя только внешние параметры МД (осциллограммы на рис. 1 и размеры диода), например $Q_{e0} = Q_A - Q_C \approx 4.5$ nC, где $Q_A(t = 3 \text{ ns}) = \int I_{AK}(t) dt \approx 18.5$ nC — заряд, накопленный на аноде МД; $Q_C = C_0 \cdot V_{AK} = 14$ nC — емкостной заряд при $V_{AK} = 12$ kV. Таким образом, в качестве критерия стабильности потока достаточно использовать условие малости параметра „обмена“ $\xi_{eAK} \ll 1$

$$\xi_{eAK}(t_p) = Q_{eA}/Q_{eM}; \quad Q_{eA}(t) = \int_0^{t_p} I_{eA}(t) dt;$$

$$Q_{eM} = e \int n_e dv \approx 1.5C_0/V_{AK}, \quad (15)$$

где ξ_{eAK} — параметр обмена; $Q_{eA}(t_p)$ есть перенесенный электронами заряд за время процесса t_p , Q_{eM} — предельный заряд в диоде.

Подобный критерий был предложен давно в [13] для оценки границ стабильного ускорения в магнитном поле бесстолкновительной плазмы. Эксперименты и численное моделирование по ускорению плазмы между электродами [32,33] показали, что токовый слой разрушается в моменты времени, когда параметр обмена достигает уровня единицы при однородном распределении плазмы и раньше в случае неоднородной плазмы.

В приборах со скрещенными полями, например в [9,10,28,29], реализуется обычно многократный обмен электронами в зазоре ($\xi_{eAK} \gg 1$) в течение импульса напряжения $V_{AK}(t < t_p)$. Наши исследования показывают, что сильная ВКВ неустойчивость в потоке развивается уже при $\xi_{eAK} > 0.3$. В анализе приборов с магнитной изоляцией многие авторы использовали гидродинамическую модель течения электронов [1,2], называемую также бриллюэновской, или дрейфовой, моделью. Вид счетных траекторий электронов в зазоре МД (рис. 8) показывает, что, хотя траектории сильно вытянуты в азимутальном направлении ($|v_{er}| \ll \bar{v}_{e\theta}$), каждая из них не локализована в узком слое. Напротив, электроны перемещаются поперек зазора (от катода к аноду и обратно), так что применение гидродинамической модели для МД с утечкой электронов (при $\xi_{eAK} > 0.3$) будет некорректно.

Динамика неустойчивости типа ВКВ для электронных потоков в приборах со скрещенными полями получена для напряжений $V_{AK} \ll 0.5 \text{ MeV}$. Но результаты будут качественно такими же и для $V_{AK} \sim 1 \text{ MV}$, так как основные процессы при ВКВ неустойчивости развиваются в прикатодном слое, где электроны остаются нерелятивистскими. Такой вывод поддерживается, например, данными измерений кинетических потерь электронов, приходящих на анод 2 MV транспортной линии с магнитной изоляцией [34].

Механизм генерации высокого уровня колебаний в электронных пучках в скрещенном $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -поле применим, очевидно, и к случаю зазоров с магнитной изоляцией ионов ($d_{AK} > r_{iL}$). В этом случае роль эмиттера с нестационарной вторичной эмиссией будет выполнять анод (или анодная плазма). Такой вывод сделан в [35] по результатам анализа данных известных экспериментов по генерации высокотемпературного протонного пучка газоразрядным инжектором магнетронного типа и предсказаний теории на основе модели ВКВ неустойчивости.

Заключение

Методом численного моделирования исследован процесс установления „квазистационарной“ утечки электронов поперек сильного магнитного поля ($B_0/B_{cr} > 1.1$). Электронный поток в зазоре разбивается в азимутальном направлении (вдоль электрического дрейфа) на ряд отдельных сгустков. Коллективные (турбулентные) колебания зарядов происходят при взаимодействии электронов со скрещенным $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полем и при обмене с

ним импульсом и энергией. Самоорганизация турбулентных электронных потоков обеспечивается свойствами катода: как малой первичной эмиссией ($J_{e0} \ll J_{CL}$; на катоде поле $E_K(t) \neq 0$), так и наличием вторичной эмиссии с коэффициентом $k_{es} > 1$. Результаты счета верифицировались по исполнению следующих балансов: 1) $P_{AK} = P_{eA} + P_{eBKB}$ — равенство потребленной и адсорбированной мощностей; 2) равенство крутящих моментов как полученных при утечке электронов поперек магнитного поля, так и переданных аноду и катоду при падении на них электронов. Численные расчеты сопоставлены с известными экспериментальными данными и показано их хорошее согласие. Предложенная физическая модель колебательной системы (плотный поток заряженных частиц в скрещенном $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -поле) применима к электронным и к ионным пучкам. Численная модель ВКВ неустойчивости может быть использована в расчетах по совершенствованию мощных СВЧ генераторов и сильноточных инжекторов заряженных пучков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17301).

Список литературы

- [1] Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Пер. с англ. М.: ИЛ, 1961. Т. 1. 555 с. Т. 2. 470 с.
- [2] Баранчиков Е.П., Гордеев А.В., Королев В.В., Смирнов В.П. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 6. С. 2102–2121.
- [3] Fedorov V.M., Schmidt W., Westermann Th. // Proc. 9th Intern. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'92). Washington, 1992. Vol. 2. P. 747–755.
- [4] Галаган А.В., Руженцов И.В., Шадрин А.А. // РиЭ. 1992. Т. 37. Вып. 3. С. 494–503.
- [5] Коровин С.Д., Пегель И.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 140–156.
- [6] Fedorov V.M. Theory Progress of Back-bombardement Instability for Electron Emission across Magnetic Field. Report on 16th Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Moscow, 1994. 8 p.
- [7] Gopinath V.P., Verboncoer J.P., Birsdall C.K. // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. N 7. P. 2766–2769.
- [8] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982. 260 с.
- [9] Jepsen R.L. and Muller M.W. // J. Appl. Phys. 1951. Vol. 22. N 9. P. 1196–1207.
- [10] Тычинский В.П., Деркач Ю.Т. // РиЭ. 1956. Т. 1. Вып. 1. С. 223–228.
- [11] Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.
- [12] Вигдорчик И.М. // ЖТФ. 1936. Т. 6. Вып. 10. С. 1657–1660.
- [13] Морозов А.И., Соловьев Л.С. // ДАН. 1965. Т. 164. Вып. 1. С. 80–83.
- [14] Kadomtsev V.B. // Proc. 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1973. Vol. 2. P. 1–19.
- [15] Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. // Proc. of 1997 Particle Accelerator Conf. (PAC'97). Vancouver (Canada), 1997. P. 1299–1301.

- [16] Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования. 1997. Вып. 2, 3. С. 137–139.
- [17] Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. // Proc. 12th Intern. Conf. On High-Power Particle Beams (BEAMS'98). Haifa (Israel), 1998. P. 885–888.
- [18] Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М. // Сб. докл. XVII совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 2000. Т. 2. С. 67–70.
- [19] Котеташвили П.В., Рыбак П.В., Тараканов В.П. Препринт ИОФАН. М., 1991. № 44. 20 с.
- [20] Tarakanov V.P. User's Manual for Code „KARAT“. Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc., 1992. 98 p.
- [21] Магнетроны сантиметрового диапазона. Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1950. Т. 1. 420 с. 1951. Т. 2. 472 с.
- [22] Бычков С.И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. М.: Сов. радио, 1967. 216 с.
- [23] Алексеев А.Ф., Маляров Д.Е. // ЖТФ. 1940. Т. 10. Вып. 15. С. 1297–1300.
- [24] Копылов М.Ф. // Электроника. 1996. № 5–6. С. 28–29.
- [25] Тамм И.Е. Основы теории электричества. 10-е изд. М.: Наука, 1989. 504 с.
- [26] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Электродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1966. 343 с.
- [27] Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1989. 455 с.
- [28] Saveliev Y.M., Sibbnet W., Parkes D.M. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. N 7. P. 2319–2321.
- [29] Волколутов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 98–104.
- [30] Ганичев Д.А., Филатов В.Ф., Фридрихов С.А. // РиЭ. 1972. Т. 17. Вып. 8. С. 1639–1645.
- [31] Бляхман Л.Г., Нечаев В.Е. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 11. С. 2163–2169.
- [32] Бабенко А.Н., Кругляков Э.П., Федоров В.М. // ПМТФ. 1971. № 3. С. 140–144.
- [33] Брушлинский К.Б., Ратникова Т.А. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 11. С. 975–999.
- [34] Stinnett R.W., Woodal H.N. // Proc. 5th Pulsed Power Conf. Arlington (USA), 1985. P. 499–506.
- [35] Fedorov V.M., Tarakanov V.P. // Trans. Fusion Technology (Open Systems-98). Novosibirsk, 1999. Vol. 35. N 1T. P. 320–324.