

УДК 533.92

САМОСОГЛАСОВАННОЕ СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В КООКСИАЛЬНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ТРИОДАХ

В.П. Григорьев, Т.В. Коваль, Р.Р. Рахматуллин

Томский политехнический университет
E-mail: grig@am.tpu.ru

Рассмотрено стационарное состояние электронного потока и формирование виртуального катода в коаксиальном отражательном триоде в широком диапазоне ускоряющих напряжений. Исследована зависимость линейной плотности электронного тока и радиуса формирования виртуального катода от напряжения, геометрии диода и прозрачности анодной сетки для систем со сходящимся и расходящимся пучком. Проведен анализ и сравнение параметров таких коаксиальных систем.

Ключевые слова:

Коаксиальный диод, отражательный триод, поле пространственного заряда, электронный пучок.

1. Введение

В настоящее время для генерации мощного электромагнитного излучения широко применяются сильноточные электронные пучки. Особое внимание в этом плане заслуживают пучки со сверхпредельными токами, когда излучение происходит благодаря образованию виртуального катода (ВК). В этом случае существует возможность значительного повышения мощности излучения, что в основном и определяет повышенный интерес к таким системам (виркаторы и триоды с виртуальным катодом). Отличительной особенностью триодов с виртуальным катодом являются конструктивная простота, компактность и отсутствие внешнего магнитного поля [1]. Наиболее полно эти преимущества могут быть реализованы в триодах коаксиального типа.

На возможность генерации излучения в коаксиальных триодах со сходящимся пучком было указано в работах [2–4].

Генерация электромагнитного излучения возможна и в системах с расходящимся электронным пучком, когда радиус катода меньше радиуса анода, так как здесь также можно создать условия для образования виртуального катода. Причем в таких системах на первый взгляд более легко осуществить генерацию бездисперсионной ГЕМ-моды. Однако чтобы полностью использовать все преимущества той или иной геометрии коаксиальной системы для решения конкретных задач, в первую очередь необходимо провести сравнительный анализ по электронному току и условиям формирования ВК в зависимости от величины диодного промежутка, кривизны системы и ускоряющего напряжения.

В литературе вопросы стационарных состояний коаксиальных диодов наиболее полно рассмотрены для нерелятивистских ускоряющих напряжений [5]. Частично рассмотрены и ультрарелятивистские напряжения [6], что представляет интерес при использовании коаксиальных систем для накачки ультрафиолетовых лазеров. В то же время наиболее интересная с точки зрения генерации СВЧ-колебаний слаборелятивистская область ускоряющих напряжений практически не затронута. Кроме того, в

существующих работах полностью отсутствует анализ положения ВК либо проведен неверно [7].

В данной статье исследуются стационарные состояния электронного потока и образование ВК в коаксиальном триоде для различных геометрий (сходящийся и расходящийся электронный поток) в широкой области ускоряющих напряжений, включая слаборелятивистские. Катод, анод и ВК рассматриваются в виде коаксиальных цилиндров бесконечной длины, движение электронов одномерное по радиусу, скорость электронов на катоде и ВК равна нулю. При этом область ВК-анод рассматривается как обратный диод с бесконечной эмиссионной способностью.

Схема триода в цилиндрической системе координат (r, θ, z) представлена на рис. 1.

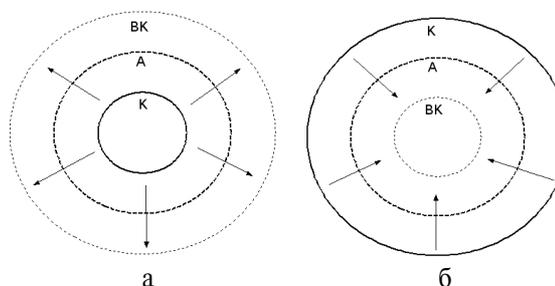


Рис. 1. Схемы триодов с: а) расходящимся и б) сходящимся пучком

2. Основные уравнения

В указанных предположениях задача сводится к решению одномерного уравнения Пуассона для потенциала $\Phi(r)$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \right) = -4\pi\rho(r) \quad (1)$$

и уравнений движения. Для удобства воспользуемся очевидными интегралами движения в стационарном случае ($\partial/\partial t=0$). Из закона сохранения энергии электрона следует $m_0\gamma(r)c^2 - e\Phi(r) = \text{const}$ и при $\Phi(r_k)=0$

$$\gamma(r) - (e\Phi(r)/m_0c^2) = 1, \quad (2)$$

а из уравнения непрерывности заряда при одномерном движении $\text{div} \vec{j} = 0$ вытекает

$$J = 2\pi r j = \text{const}, \quad (3)$$

т. е. ток на единицу длины катода (линейная плотность тока) является постоянным на любом радиусе в диодном промежутке. Здесь $\rho(r)$ и $j(r) = \rho(r)v(r)$ соответственно плотность заряда и радиальной составляющей тока электронного пучка, $v(r)$ – скорость электронов, $\gamma(r)$ – релятивистский фактор, m_0 – масса покоя электрона, e – элементарный заряд, c – скорость света.

Из формул (2), (3) нетрудно установить связь между величиной J , плотностью заряда, скоростью и относительной энергией электронов $\gamma(r)$. В результате, исключая из (1) скорость и плотность заряда, перейдем к уравнению

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right) = \tilde{J} \frac{\gamma}{r \sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (4)$$

с граничными условиями: $\gamma(r)|_{r=R_k} = 1$ и $(\partial \gamma / \partial r)|_{r=R_k} = 0$, отражающими нулевую скорость электронов на катоде и бесконечную эмиссионную способность катода. Относительная линейная плотность тока \tilde{J} определяется выражением

$$\tilde{J} = -\frac{2eJ}{mc^3} = -\frac{2J}{I_A}, \quad (5)$$

где $I_A = 17$ кА – ток Альфвена.

Уравнение (4) с приведенными граничными условиями описывает стационарные состояния различных коаксиальных систем ($R_k < R_a$ или $R_k > R_a$) во всем диапазоне ускоряющих напряжений.

В пределе низких ускоряющих напряжений $e\Phi_0/m_0c^2 \ll 1$ реализуется нерелятивистский случай и уравнение (4) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{I}{r \sqrt{2U}}, \quad (6)$$

где $U = e\Phi(r)/m_0c^2$ – потенциал, нормированный на энергию покоя электрона, Φ_0 – значение потенциала на аноде. Решение этого уравнения в виде

$$J = 14,64 \cdot 10^{-5} \frac{\Phi_0^{3/2}}{r f(r_0/r)} \quad (7)$$

исследовалось в работе [5], где функция представлена в виде таблицы, а r_0 – наибольший из радиусов $\{R_k, R_a\}$. При $|\ln(R_a/R_k)| \ll 1$ ур. (6) описывает плоский диод, а формула (7) переходит в хорошо известный закон Чайлда-Ленгмюра для плоского диода.

Отметим, что в приведенных выше уравнениях не учитываются эффекты, обусловленные собственными магнитными полями пучка. Эти эффекты в реальной коаксиальной системе могут быть важны для длинных высоковольтных диодов, где их влияние приведет к фокусировке пучка по координате z . Что касается отражательных триодов, то здесь следует ожидать значительное ослабление этих эффектов из-за наличия тока отраженных от ВК электронов, нейтрализующего ток прямого тока.

3. Анализ тока в диоде и положения ВК

Исследование тока в диоде и положение виртуального катода при различных ускоряющих напряжениях в зависимости от кривизны системы и конфигурации диода (рис. 1) проведено на основе численного решения уравнений (4, 6). Для решения использовался пакет программ MatLab. При этом в области нерелятивистских напряжений, $e\Phi_0/m_0c^2 \ll 1$, наши результаты по зависимости тока в диоде для сходящегося и расходящегося пучков сравнивались с выводами работы [5].

Результаты численного счета представлены на рис. 2–5.

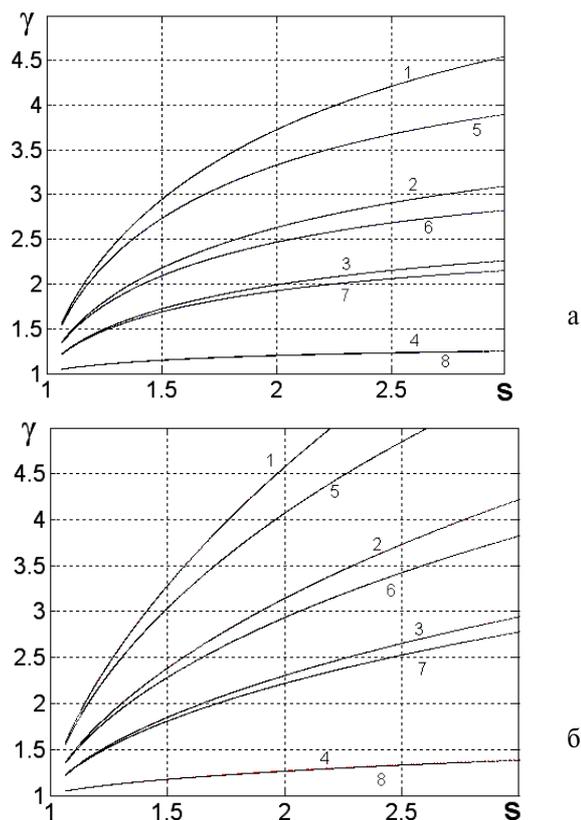


Рис. 2. Зависимость относительной энергии от кривизны для: а) расходящегося и б) сходящегося пучков. Кривые 1, 5 для $\tilde{J}=2$; 2, 6 для $\tilde{J}=1$; 3, 7 для $\tilde{J}=0,5$; 4, 8 для $\tilde{J}=0,05$. Кривые 1–4 – релятивистский; 5–8 – нерелятивистский случай

Численные решения уравнений (4) и (6) пучка показаны на рис. 2 для диодного промежутка $d=2$ см. Зависимости относительной энергии исследуются от относительного параметра s , который определяется отношениями

$$s = \frac{R_a}{R_k} = 1 + \frac{d}{R_k} \quad \text{и} \quad s = \frac{R_k}{R_a} = 1 + \frac{d}{R_a}$$

соответственно для расходящегося и сходящегося пучков. Из рис. 2 видно, что релятивистскими факторами можно пренебречь при $\tilde{J} < 0,1$. С увеличением параметра кривизны увеличивается разница в решениях уравнений (4) и (6), т. е. релятивистские эффекты более сильно проявляются для диодов с расходящимся пучком.

ком. Из рис. 2 также следует, что при одинаковом параметре кривизны и ускоряющем напряжении в диодном промежутке линейная плотность тока в диоде с расходящимся пучком J_{cx} выше, чем линейная плотность тока $J_{раск}$ диоде со сходящимся пучком. Так при $s=2,5$ отношение плотностей тока составляет $J_{раск}/J_{cx} \approx 2$. Результаты расчетов при $e\Phi_0/m_0c^2 \ll 1$ находятся в хорошем согласии с работой [5].

На рис. 3 представлена зависимость релятивистского фактора от кривизны в области параметров $\{J, d\}$: $I = \tilde{J}d = \text{const}$. Эта кривая является универсальной при постоянном $\tilde{J}d$ для сходящегося и расходящегося пучков. С изменением параметра I меняется $\gamma(I)$, на рис. 2 кривые 1–4 и для $d=2$ см соответствуют значениям $I = \tilde{J}d = 4; 2; 1$ и $0,1$ А.

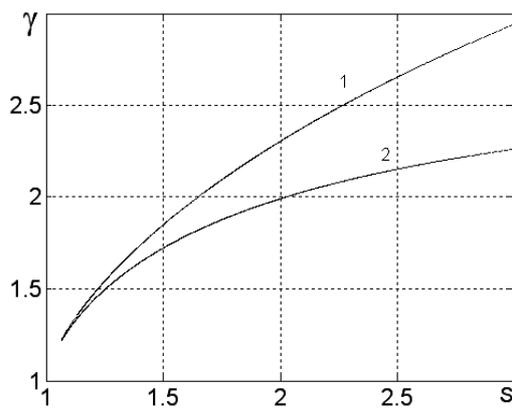
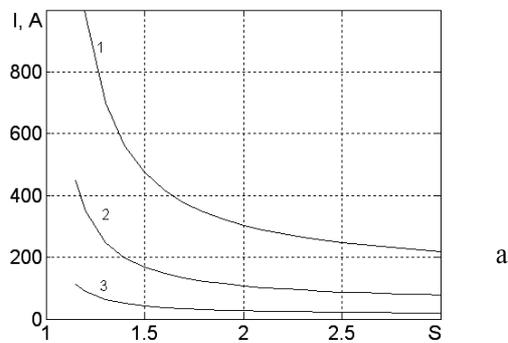
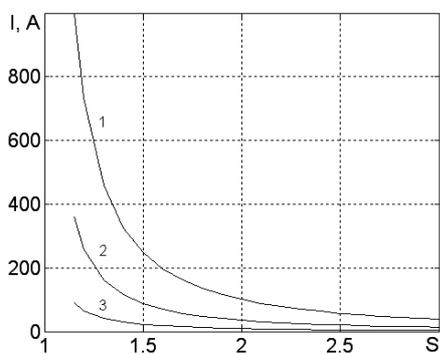


Рис. 3. Зависимость релятивистского фактора от кривизны для расходящегося (1) и сходящегося (2) пучков при $I=1$



а

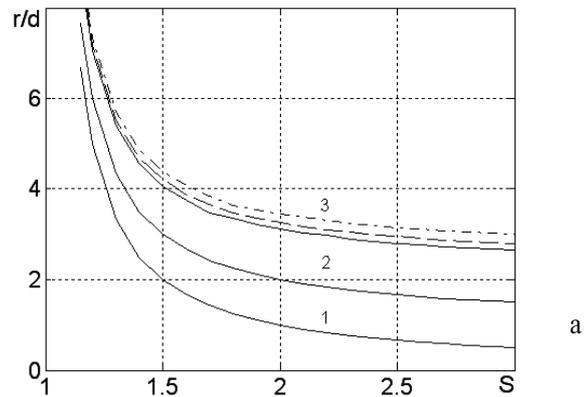


б

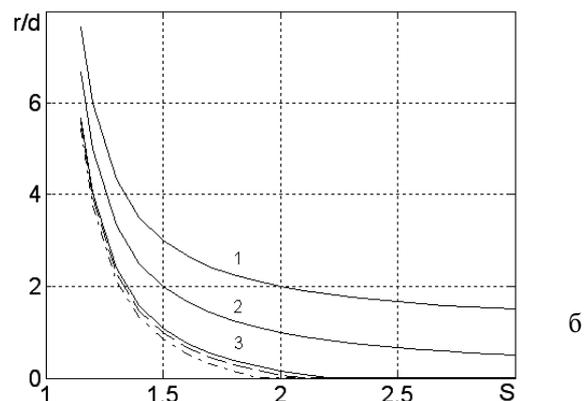
Рис. 4. Зависимость $I = \tilde{J}d$ от кривизны для разных значений релятивистского фактора: а) расходящийся; б) сходящийся пучок; 1) $\gamma=1,1$; 2) $1,05$; 3) $1,02$

Представляет интерес зависимость I от параметра кривизны. Из рис. 3 видно, что для сходящегося пучка I значительно ниже, чем для расходящегося пучка особенно при возрастании значения параметра s . Увеличение тока диода может происходить с ростом ускоряющего напряжения, что и подтверждается зависимостью $I(s)$ для разных значений γ на рис. 3.

Особый интерес в отражательных триодах представляет определение местоположения ВК. Для этого решались две задачи: прямая – для диодного промежутка реальный катод-анод, и при определенном токе обратная задача – для промежутка ВК-анод в предположении бесконечной эмиссионной способности ВК. Результаты исследования радиуса, на котором формируется виртуальный катод в отражательных триодах, представлены на рис. 4. Для расходящегося пучка расстояние анод-ВК $d_{A-ВК}$ больше, чем для сходящегося пучка, и с уменьшением геометрической прозрачности χ анода $d_{A-ВК}$ увеличивается, т. к. ток и диодный промежуток находятся в обратной зависимости, например, для плоского случая $\tilde{J}d_{A-ВК}^2$ [6]. Для сходящегося пучка формирование виртуального катода становится невозможным при параметре кривизны $s > 2,2$ при прозрачности анода $0,6$ эта область становится меньше: $s > 2,0$.



а



б

Рис. 5. Зависимости относительных радиусов катода (1), анода (2) и ВК (3) от кривизны для разных прозрачностей анода: а) расходящийся; б) сходящийся пучок; кривая (–) – $\chi=1$; (– –) – $\chi=0,8$; (– · –) – $\chi=0,6$

4. Заключение

Исследована зависимость линейной плотности электронного тока и радиуса формирования виртуального катода в отражательном триоде от напряжения, геометрии диода и прозрачности анодной сетки для сходящегося и расходящегося пучков.

Результаты расчетов дают возможность определить положение виртуального катода для систем с

расходящимся и сходящимся пучками и установить преимущества того или иного типа системы.

Стационарные параметры отражательных триодов изучены в широком диапазоне ускоряющих напряжений, включая наиболее интересный с точки зрения генерации мощных электромагнитных импульсов. В области нерелятивистских напряжений расчеты тока в диоде совпадают с результатами работы [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Генерация электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом // В сб.: Плазменная электроника / Под ред. В.И. Курилко. – Киев: Наукова думка, 1989. – С. 112–131.
2. Григорьев В.П. Электромагнитное излучение в коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Журнал технической физики. – 1994. – Т. 64. – № 7. – С. 122–129.
3. Антошкин М.Ю., Григорьев В.П., Коваль Т.В. Численная модель для исследования возбуждения аксиально-несимметричных волн в коаксиальных виркатора // Радиотехника и электроника. – 1995. – № 8. – С. 1300–1305.
4. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Курьяков А.М. Усиление электромагнитных волн в коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 1995. – № 9. – С. 1422–1427.
5. Langmuir I., Blodgett K.B. Currents limited by space charge between coaxial cylinders // Phys. Rev. – 1923. – V. 22. – P. 347–356.
6. Wheeler C.B. Space charge limited current flow between coaxial cylinders at potentials up to 15 MV // J. Phys. A: Math. Gen. – 1977. – V. 10. – № 4. – P. 631–636.
7. Рухадзе А.А., Рыбак П.В., Ходотаев Я.К., Шокри В. О предельных токах электронных пучков в коаксиальных системах // Физика плазмы. – 1996. – Т. 22. – № 4. – С. 358–366.

Поступила 14.04.2008 г.

УДК 535.36

ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет
E-mail: msb@tpu.ru

Исследовано влияние параметров облачности на радиационный баланс атмосферы. Установлено, что наибольший вклад в альбедо облачной атмосферы вносят облака с максимальной степенью симметрии. Обобщен принцип инвариантности для рассеивающих сред неограниченных поперечных оптических размеров на случай пространственно ограниченных дисперсных сред. Определена зависимость радиационного баланса облачной атмосферы от оптических размеров облаков при постоянном балле облачности и введен параметр, характеризующий степень дробления облачности.

Ключевые слова:

Перенос оптического излучения, параметры облачности, рассеивающие среды, радиационный баланс, дробление облачности.

Облачные образования оказывают определяющее влияние на радиационный баланс атмосферы. Создание оптической модели разорванной облачности, которая учитывала бы многообразие и динамическую изменчивость факторов, определяющих оптические свойства облаков и радиационный баланс атмосферы, является сложной задачей [1–3]. Для расчета радиационного баланса атмосферы необходимо знание микрофизических и оптических характеристик отдельного облака (размеры облака, распределение по размерам частиц водного аэрозоля, оптические размеры, спектральная индикатриса рассеяния излучения, вероятность выживания кванта, слоистая структура и форма обла-

ка) вместе с параметрами пространственной структуры разорванной облачности (такими параметрами являются: степень перекрытия атмосферы облачными образованиями – балл облачности, оптическая толщина, степень дробления и форма облаков). При определении причинно-следственных связей между физическими явлениями, принципиальное значение имеет однозначность традиционных или вновь вводимых параметров, относительно которых рассматриваются исследуемые явления.

В статье рассмотрены общие физические закономерности переноса излучения в разорванной облачности. Известно, что развитие облачных об-