Сравнительный анализ характеристик диодов с электронно-ионными потоками

М.А. Завьялов, Т.М. Сапронова, В.А. Сыровой

ВЭИ – филиал ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ» им. академика Е.И. Забабахина
111250 Москва, Россия
E-mail: sapron0109@mail.ru

DOI 10.31554/978-5-7925-0524-7-2018-86-91

Проведено подробное исследование характеристик плоских униполярного и биполярного диодов в режиме "ионного фонтана". Показано, что понятие "частичной компенсации" пространственно-го заряда электронов ионами неприменимо для этих ситуаций, а переход к релятивистским энергиям всегда приводит к уменьшению коэффициента усиления электронного тока.

Введение

В работе [1], посвященной теории плоского биполярного диода с релятивистскими электронами, рассчитан коэффициент усиления K_e электронного тока во всем диапазоне энергий от его нерелятивистского значения $K_e = 1.86$ до ультрарелятивистской величины $K_e = (\pi/2)^2 \approx 2.47$ [2-4] и показано исключительно медленное стремление к последнему значению. По этой причине при необходимости учета релятивистских эффектов необходимо использовать точное значение K_e , а не ультрарелятивистский предел.

В работе [5] исследован режим "ионного фонтана" в униполярном и биполярном диодах с инжекцией ионов из-за пронизываемого катода, от энергии которых, не превышающей энергии электронов на аноде, зависит величина K_e и положение плоскости отражения – виртуального эмиттера для ионов. В униполярном диоде в этом режиме в области между катодом C и плоскостью отражения B существует поток ионов в прямом и обратном направлениях и ускоряемых электронов и чисто электронный поток между B и анодом A . В биполярном диоде эта картина дополняется ионами, эмитированными с анода и с ускорением покрывающими диапазон AC .

Оказалось, что для энергии инжекции ионов фонтана существует оптимальное значение, соответствующее потенциалу ϕ_B и обеспечивающее максимальную величину

коэффициента усиления K_e . Отражение ионов при этом происходит в плоскости $z = z_B$.

Ускоряющее напряжение до 1 МВ является, по-видимому, предельным значением для реализованных и перспективных сильноточных инжекторов релятивистских электронных пучков квазистационарного и стационарного режимов [6, 7] с диодными электронно-оптическими системами.

В униполярном нерелятивистском диоде в режиме ионного фонтана для максимального значения K_e , $\bar{\phi}_B = \phi_B / \phi_A$, $\bar{z}_B = z_B / z_A$ имеем

$$K_e = 4.58, \quad \bar{\phi}_B = 0.611, \quad \bar{z}_B = 0.44. \quad (1)$$

Для релятивистских электронов здесь и ниже приведем данные, соответствующие значению $\phi_A = 2$ в единицах релятивистской нормировки на 511 кВ:

$$K_e = 3.81, \quad \bar{\phi}_B = 0.6, \quad \bar{z}_B = 0.5. \quad (2)$$

В биполярном диоде, исследованном также в [8] при эмиссии ионов с промежуточной плоскости B , для нерелятивистских скоростей электронов имеем

$$K_e = 7.83, \quad \bar{\phi}_B = 0.55, \quad \bar{z}_B = 0.324. \quad (3)$$

В релятивистском случае соответствующие величины принимают следующие значения:

$$K_e = 6.62, \quad \bar{\phi}_B = 0.48, \quad \bar{z}_B = 0.346. \quad (4)$$

Таким образом, релятивистский режим в биполярном диоде привел к увеличению K_e от 1.86 до 1.983 (при $\phi_A = 2$,

[1]), в то время как в режиме ионного фонтана коэффициент усиления K_e снижается по сравнению с нерелятивистскими значениями (1), (4).

Цель работы – подробно исследовать распределения потенциала, электрического поля и плотности пространственного заряда компонент для объяснения указанного эффекта, а также найти количественное определение термину "частичная компенсация пространственного заряда электронов", который обычно используется для объяснения коэффициента усиления K_e .

Последующие соотношения записаны в безразмерных переменных, устраняющих все физические постоянные системы СИ из уравнений пучка. В релятивистском случае имеем

$$\bar{z} = \frac{z}{L_*}, \quad \bar{v} = \frac{v}{c}, \quad \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{c^2/\eta_e},$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 c^2/\eta_e L_*^2}, \quad \bar{J} = \frac{J}{\varepsilon_0 c^3/\eta_e L_*^2} \quad (5)$$

Здесь z , v , φ , ρ , J – декартова координата, скорость, потенциал электрического поля $\vec{E}$, плотность пространственного заряда и плотность тока эмиссии соответственно; L_* , c – характерный линейный размер (расстояние CA) и скорость света; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $\eta_e = e/m$ – удельный заряд электрона; для относящихся к ионам величин примем индекс i . Символ безразмерной величины (черту) в дальнейшем будем опускать, используя ее для новых удобных перенормировок (например, $\bar{\varphi} = \varphi/\varphi_A$, $\bar{\varphi}_A = 1$).

Обсуждение результатов

Заметим, прежде всего, что сравнивать различные диоды, характеризуемые нормированными зависимостями ($0 \leq z \leq 1$, $0 \leq \varphi \leq 1$), имеет смысл только для нерелятивистских и релятивистских течений в отдельности. Ненормированные релятивистские кривые поначалу совпадают с нерелятивистскими распределениями, а отклоняются от них уже там, где приближение малых скоростей приводит к заметной и все увеличивающейся ошибке.

На рис. 1 (а, б) приведены функции

$\varphi(z)$, $E(z)$ для униполярного и биполярного диодов в случае нерелятивистских скоростей (кривые 1, 2 соответственно), а на рис. 2 (а, б, в) представлены зависимости $\rho_e(z)$, $\rho_i(z)$ и $\rho_e(z) - \rho_i(z)$.

Рис. 1. Параметры униполярного и биполярного диодов в нерелятивистском случае (кривые 1, 2 соответственно): а – потенциал φ , б – электрическое поле E

Рис. 2. Распределения плотностей электронов и ионов в нерелятивистских униполярном и биполярном диодах: а – плотность электронов ρ_e , б – плотность ионов ρ_i , в – суммарная плотность $\rho_e - \rho_i$

Аналогичные кривые для тех же диодов при релятивистском потенциале $\varphi_A = 2$ демонстрируют рис. 3 (а, б) и 4 (а, б, в).

Сравнение характеристик униполярного и биполярного диодов с ионным фонтаном при нерелятивистских скоростях представлено на рис. 5 (а, б) и рис. 6 (а, б, в), в релятивистском режиме при $\varphi_A = 2$ — на рис. 7 (а, б) и рис. 8 (а, б, в).

Параметры униполярного диода, используемые при подсчете коэффициента усиления K_e , изменяются в соответствии с кривыми 1 на рис. 1 — 4.

Рис. 3. Параметры униполярного и биполярного диодов в релятивистском случае: а — потенциал φ , б — электрическое поле E ; $\varphi_A = 2$

Обратим внимание на заметное возрастание напряженности и неоднородности электрического поля в ускоряющем промежутке: в два раза на рис. 5 (б) и в 1.6 раза на рис. 7 (б) по отношению к плоско-

му конденсатору. Поле на аноде в униполярном диоде равно $4/3$. Отмеченное обстоятельство может стать проблемой при обеспечении электрической прочности в реальных ускорителях электронов.

Рис. 4. Распределения плотностей электронов и ионов в релятивистских униполярном и биполярном диодах: а — плотность электронов ρ_e , б — плотность ионов ρ_i , в — суммарная плотность $\rho_e - \rho_i$

Рис. 5. Параметры униполярного и биполярного диодов с ионным фонтаном в нерелятивистском случае: а – потенциал ϕ , б – электрическое поле E

Рис. 6. Распределения плотностей электронов и ионов в нерелятивистских униполярном и биполярном диодах с ионным фонтаном: а – плотность электронов ρ_e , б – плотность ионов ρ_i , в – суммарная плотность $\rho_e - \rho_i$

Рис. 7. Параметры униполярного и биполярного диодов с ионным фонтаном в релятивистском случае: а – потенциал ϕ , б – электрическое поле E

Рис. 8. Распределения плотностей электронов и ионов в релятивистских униполярном и биполярном диодах с ионным фонтаном: а – плотность электронов ρ_e , б – плотность ионов ρ_i , в – суммарная плотность $\rho_e - \rho_i$

Усиление электронного тока при появлении ионов обычно объясняют частичной компенсацией заряда. Действительно, в уравнении Пуассона возникает член с ρ_i того или иного вида.

Однако, как следует из рис. 2 (а) и последующих аналогичных зависимостей, плотность пространственного заряда электронов при этом возрастает, а члены, описывающие вклад ионов, имеют достаточно сложную структуру, не позволяющую по их виду говорить о том, что в количественном смысле мог бы означать этот термин.

Можно предположить, что количественной характеристикой компенсации является полный заряд частиц между катодом и анодом в различных случаях. Эта величина получается при однократном интегрировании уравнения Пуассона и равна разности значений электрического поля на

аноде и катоде $E_A - E_C$ при отсутствии поверхности отражения. Если на эмитирующих поверхностях выполнены условия р-режима, то переход от униполярного к биполярному диоду действительно уменьшает эту величину с $4/3$ в нерелятивистском случае до нуля. Однако во всех прочих вариантах при появлении ионов суммарный заряд не изменяется и остается равным нулю.

Отвлекаясь от понятия частичной компенсации, заметим, что для исследованных выше диодов на интервале, простирающемся для униполярного диода от точки перегиба z_* кривой потенциала ($\varphi'' = 0$, $\rho_e - \rho_i = 0$), в которой электрическое поле E достигает максимума E_* , до плоскости отражения ионов имеет место перекомпенсация заряда электронов ионами. Мерой перекомпенсации является суммарный заряд в этой области (рис. 6в, 8в) с численным значением $(-E_*)$. Для биполярного диода при наличии двух точек перегиба при z_* , z_{**} и двух максимумов E_* , E_{**} вместо $(-E_*)$ имеем $-(E_* + E_{**})$. Полный заряд в части интервала, где преобладают электроны, численно равен E_* или $E_* + E_{**}$. Таким образом, коэффициент усиления достигает наибольшей величины в тех случаях, когда максимальны значения двух этих параметров.

Слова И. Лэнгмюра [2] о частичной нейтрализации заряда электронов ионами ("partial neutralization of the electron space charge") и возрастании вследствие этого тока электронов, принятые в последующие годы в качестве объяснения коэффициента усиления $K_e > 1$, относятся к описанию процесса установления стационарного режима, а не к его результату, так как компенсация (т.е. уменьшение заряда) находится в противоречии с увеличением заряда электронов на значительной части интервала катод-анод и возрастании его интегрального значения при наличии в биполярном диоде ионной компоненты.

Небольшая область вблизи точки перегиба потенциала, где можно говорить об

эффекте частичной компенсации по сравнению с униполярным диодом, не дает возможности интерпретировать полученные результаты и вообще, по-видимому, слабо на них влияет (в ней можно считать $\rho_e - \rho_i \approx 0$).

Таким образом, понятие частичной компенсации, имеющее четкий физический смысл для однородных потоков, распространяющихся в отсутствие внешних полей в области транспортировки и представляющее собой в этом случае количественную характеристику, непригодно при рассмотрении диодных конфигураций с электрическими полями.

В работе [1], посвященной биполярному диоду с релятивистскими электронами, и в работе [2] для ультрарелятивистского случая показано, что коэффициент усиления K_e возрастает по сравнению с классическим значением 1.86 [2], в пределе стремясь к $(\pi/2)^2 \approx 2.47$. Вместе с тем расчеты обнаружили снижение K_e при переходе к релятивистским скоростям в режиме ионного фонтана. Кажущееся противоречие объясняется тем, что коэффициент усиления в случае малых и больших скоростей рассчитывается по отношению к разным униполярным диодам: нерелятивистскому и релятивистскому. Если коэффициент усиления K_e в биполярном диоде с релятивистскими электронами при $\varphi_A = 2$ (1 МВ) при сравнении с униполярным релятивистским диодом равен 1.983 [1], то по отношению к нерелятивистскому диоду с тем же анодным напряжением получаем поправочный коэффициент 0.848:

$K_e = 0.848 \cdot 1.983 = 1.682$. В общем случае этот множитель равен

$$\frac{9}{8\sqrt{2}} \frac{I_e^2}{\sqrt{\varphi_A}}, \quad I_e = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt[4]{t(2/\varphi_A + t)}}.$$

При пересчете на исходный нерелятивистский вариант коэффициенты усиления и в режиме с ионным фонтаном также уменьшаются.

Заключение

Приведенные зависимости парамет-

ров пучка в различных диодах позволяют получить ясное представление о структуре электронно-ионного потока.

Понятие частичной компенсации электронов ионами, естественное для однородных пучков в канале транспортировки, не имеет смысла в диодных конфигурациях, где следует говорить о явлении перекомпенсации на части интервала катод-анод. Мерой перекомпенсации является величина полного заряда в указанных областях, численное значение которой может быть выражено через один или два максимума электрического поля (униполярный и биполярный диоды с ионным фонтаном соответственно). Коэффициент усиления электронного тока находится в прямой связи с этими параметрами и во всех случаях уменьшается при переходе к большим скоростям.

Литература

- [1]. Белкин В.М., Завьялов М.А., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 2011. - Т. 56. - № 2. - С. 212 – 226.
- [2]. Langmuir I. // Phys. Rev. - 1929. - V. 33. - N.6. - P. 954 – 989.
- [3]. Бобров Ю.К., Быстров В.П., Рухадзе А.А. // Краткие сообщения ФИАН по физике. - 2005. - № 7. - С. 23 – 27.
- [4]. Завьялов М.А., Сыровой В.А. // Плазменная эмиссионная электроника. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2015. - С. 21 – 29.
- [5]. Завьялов М.А., Стальков П.М., Сыровой В.А. // Радиотехника и электроника. - 2017. - Т. 62. - № 8. - С. 799 – 811.
- [6]. Азарова О.Н., Завьялов М.А., Неганова Л.А., Цхай В.Н. // Радиотехника и электроника. - 1987. - Т. 32. - № 10. - С. 2200 – 2207.
- [7]. Zavjalov M.A., Perevodchikov V.I. // 16 ISDEIV. Moscow – S.Peterburg: - 1994. - P. 386 – 389.
- [8]. Акимов П.И., Богославская А.Б. // Прикладная физика. - 2002. - № 4. - С. 90 – 101.