

УДК 537.52;0.3;0.4

ИЗБЫТОЧНАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМНЫХ ДИОДАХ

А. М. Бойченко¹

Работа связана с природой аномальных электронов в спектре мощных электронных пучков. Рассматривается случай одномерного распространения пучка между сферическими электродами в вакуумных диодах с большой разностью потенциалов. Проводится сравнение с имеющимся экспериментом.

Задача генерации мощных субнаносекундных электронных пучков в газах атмосферного давления [1] стимулирует рассмотрение и развитие различных вопросов газового разряда, например, распространение волны размножения электронов фона, возбуждения активных сред [2–4] и т.д. В данной работе рассмотрен еще один вопрос, тесно примыкающий к данной задаче – наличие в спектре пучка электронов с аномальными энергиями, т.е. с энергиями, превышающими работу внешнего поля. Такие электроны наблюдались и рассматривались в различных работах (см., например, [5–15]), в основном в газонаполненных диодах. Нас будет интересовать вклад пространственного заряда самого пучка в формирование аномальных электронов. Применительно к вакуумным диодам такая причина формирования выдвигалась в [8], для газовых разрядов – в [12, 13]. Однако конкретных расчетов до сих пор не проводилось. Ниже рассмотрение будет проведено для вакуумных диодов в случае большой разности потенциалов между сферическими электродами при одномерном распространении пучка.

Описание электронов с энергией $\epsilon > eU$. Рассмотрим распространение электрона в промежутке между сферическими электродами. При большой разности потенциалов между электродами U на выходе из вакуумного диода формируются релятивистские

¹e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

электроны. После прохождения разности потенциалов $-\Delta\varphi$ скорость электрона v определяется из соотношения

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = mc^2 + e\Delta\varphi,$$

где m – масса, e – заряд электрона, c – скорость света. Введем обозначение

$$\tilde{\varphi} = \frac{e\Delta\varphi}{mc^2}. \quad (1)$$

Тогда скорость электронов после прохождения разности потенциалов $-\Delta\varphi$ будет равна

$$v = c \frac{\sqrt{2\tilde{\varphi}}\sqrt{1+\tilde{\varphi}/2}}{1+\tilde{\varphi}}.$$

Поскольку в вакууме нет источников и стоков заряда и релятивистский пучок мгновенно отслеживает изменение напряжения на диоде, мы можем записать уравнение непрерывности

$$\operatorname{div}(\rho\vec{v}) = 0,$$

где ρ – плотность электронов в пучке, т.е. в случае формирования одномерного пучка

$$\rho v = \text{const} = \rho_2 c,$$

где ρ_2 – плотность и $v_2 = c$ – скорость электронов на аноде. Чем ближе находятся электроны к катоду, тем меньшую скорость они имеют, следовательно, тем больше их плотность в пучке

$$\rho = \frac{c}{v}\rho_2 = \rho_2 \frac{1+\tilde{\varphi}}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}\sqrt{1+\tilde{\varphi}/2}}. \quad (2)$$

Итак, плотность пучка электронов падает по мере их распространения от катода к аноду, следовательно, электроны будут набирать дополнительную энергию по сравнению с работой внешнего поля $e\Delta\varphi$ за счет их кулоновского взаимодействия в пучке.

Сила, действующая на отдельный электрон от электронов пучка. На электрон в точке r_1 при $r_1 < r_c + d/2$ вклад в силу, действующую на него, дают области 1 и 4 (рис. 1):

$$\Delta F_1(r_1) = e \int_0^{r_1-r_c} \frac{\rho(r_1-r) - \rho(r_1+r)}{r^2} dr,$$

$$\Delta F_4(r_1) = -e \int_{r_1-r_c}^{r_c+d-r_1} \frac{\rho(r_1+r)}{r^2} dr,$$

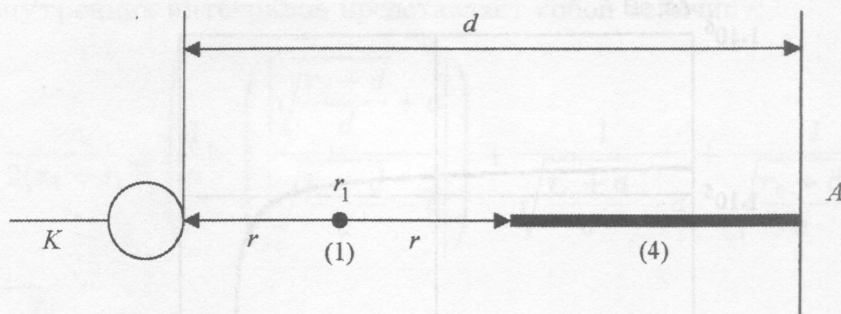


Рис. 1. Области 1 и 4 интегрирования $r_1 < r_c + d/2$. K – катод, A – анод, d – межэлектродное расстояние.

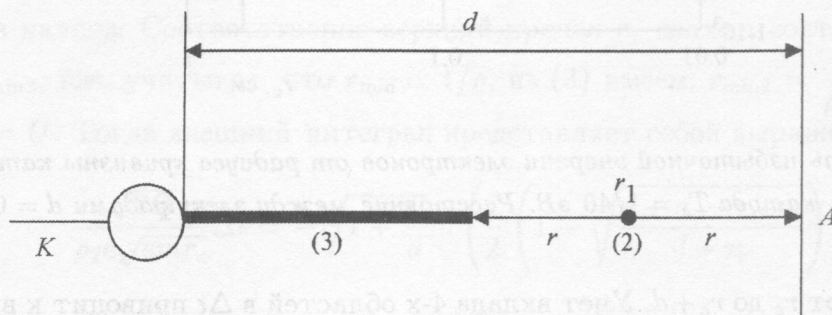


Рис. 2. Области 2 и 3 интегрирования $r_1 > r_c + d/2$. K – катод, A – анод, d – межэлектродное расстояние.

где r_c – радиус кривизны катода, d – межэлектродное расстояние. На электрон же в точке r_1 при $r_1 > r_c + d/2$ вклад в силу, действующую на него, дают области 2 и 3 (рис. 2):

$$\Delta F_2(r_1) = e \int_0^{r_c+d-r_1} \frac{\rho(r_1-r) - \rho(r_1+r)}{r^2} dr,$$

$$\Delta F_3(r_1) = e \int_{r_c+d-r_1}^{r_1-r_c} \frac{\rho(r_1-r)}{r^2} dr.$$

Избыточная энергия. Набираемая электроном избыточная по сравнению с работой внешнего поля $e\Delta\varphi$ энергия определяется величиной

$$\Delta\epsilon = \int \Delta F(r_1) dr_1$$

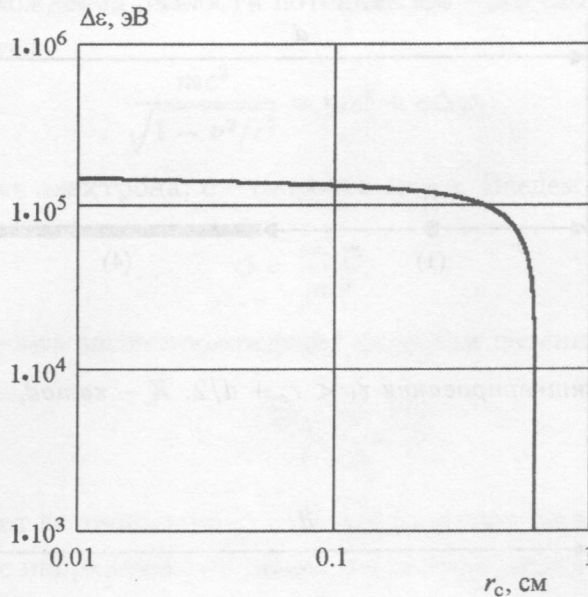


Рис. 3. Зависимость избыточной энергии электронов от радиуса кривизны катода. Температура электронов катода $T_e = 1/40$ эВ. Расстояние между электродами $d = 0.6$ см.

при изменении r_1 от r_c до $r_c + d$. Учет вклада 4-х областей в $\Delta\epsilon$ приводит к выражению:

$$\Delta\epsilon = e \left(\int_{r_c}^{r_c+d} dr_1 \left(\int_0^{r_1-r_c} dr \frac{\rho(r_1-r)}{r^2} - \int_0^{r_c+d-r_1} dr \frac{\rho(r_1+r)}{r^2} \right) \right).$$

Пусть на катоде имеется заряд Q . Для $\Delta\varphi$ в точке r имеем:

$$\Delta\varphi = \frac{Q}{r_c} - \frac{Q}{r} = \frac{Q(r-r_c)}{rr_c}.$$

При $\tilde{\varphi} \ll 1$ из (2) имеем

$$\rho \approx \frac{\rho_2}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}}. \tag{3}$$

С учетом (1) для $\Delta\epsilon$ получаем:

$$\frac{\sqrt{2Q}}{\rho_2 c \sqrt{em} r_c} \Delta\epsilon = \int_{r_c}^{r_c+d} dr_1 \left(\int_0^{r_1-r_c} \frac{dr}{r^2} \frac{\sqrt{r_1-r}}{\sqrt{r_1-r_c-r}} - \int_0^{r_c+d-r_1} \frac{dr}{r^2} \frac{\sqrt{r_1+r}}{\sqrt{r_1-r_c+r}} \right).$$

Разность внутренних интегралов представляет собой величину:

$$\frac{r_c}{2(r_1 - r_c)^2} \left(\frac{1}{a} \ln \left(\frac{\left| \sqrt{\frac{r_c + d}{d}} + a \right|}{\left| \sqrt{\frac{r_c + d}{d}} - a \right|} \right) + \frac{1}{\sqrt{\frac{r_c + d}{d}} - a} + \frac{1}{\sqrt{\frac{r_c + d}{d}} + a} \right),$$

где $a = \sqrt{\frac{r_1}{r_1 - r_c}}$. На нижнем и верхнем пределах интегрирования внешний интеграл расходится. Среднее расстояние между электронами в плазме катода можно оценить из условия равенства их кинетической и потенциальной энергий. Таким образом, нижний предел r_1 должен составлять не r_c , а $r_c + r_{\min 1}$, где $r_{\min 1} = e^2/T_e$, где T_e – температура электронов катода. Соответственно верхний предел r_1 должен составлять не $r_c + d$, а $r_c + d - r_{\min 2}$, где, учитывая, что $r_{\min} \propto 1/\rho$, из (3) имеем: $r_{\min 2} = \frac{1}{\rho_2} = \frac{1}{\sqrt{2\tilde{\varphi}\rho}} = \frac{r_{\min 1}}{\sqrt{2\tilde{\varphi}}}$ при $-\Delta\varphi = U$. Тогда внешний интеграл представляет собой выражение:

$$\frac{\sqrt{2Q}}{\rho_2 c \sqrt{emr_c}} \Delta\epsilon = -\sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} \ln \left(\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{d + r_c - r_{\min 2}}{d + r_c}} \right) \right) -$$

$$-\sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}} \ln \frac{\left| \sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} + \sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}} \right|}{\left| \sqrt{1 + \frac{r_c}{d}} - \sqrt{\frac{r_c}{r_{\min 1}}} \right|}.$$

Результаты. Энергетический спектр электронного пучка вакуумного диода измерялся в работе [15]. Хотя конфигурация электродов не была сферической (один из электродов был трубчатым, второй – плоским), далее будем ориентироваться на параметры данного эксперимента. Максимальное напряжение составляло 220 кВ, ток пучка электронов на выходе из вакуумного диода $I = 400$ А. Для этих параметров на рис. 3 построена зависимость избыточной энергии электронов в зависимости от радиуса кривизны катода. Для данного напряжения из сравнения 1-го порядка по $\tilde{\varphi}$ из (2) с нулевым порядком из (3) получаем оценочную точность $\frac{3eU}{4mc^2} \approx 0.3$. При $r_c \ll d$ избыточная энергия составляет примерно величину 140 кэВ, что находится в согласии с экспериментальными данными (≈ 130 кэВ). Отметим, что при увеличении температуры катода расчетное значение $\Delta\epsilon$ растет (для $T_e = 1$ эВ, $\Delta\epsilon = 180$ кэВ), при уменьшении тока пучка $\Delta\epsilon$ падает линейно $\Delta\epsilon \propto \rho_2 \propto I$ (при $I = 100$ А, $\Delta\epsilon = 35$ кэВ; при $I = 10$ А, $\Delta\epsilon = 3.5$ кэВ).

В работе проведен расчет избыточной энергии электронов при распространении их в вакуумной диоде в одномерной геометрии. В результате распространения электронов формируется несимметричная плотность заряда электронов в пучке, монотонно убывающая от катода к аноду. Такое распределение плотности заряда приводит к получению электронами дополнительной энергии по сравнению с работой внешнего поля eU за счет их кулоновского взаимодействия.

Автор выражает благодарность М.Г. Войтику, впервые обратившему его внимание на эту задачу.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, УФН **174**, 953 (2004).
- [2] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотных газах. П/р Яковленко С. И. Труды ИОФАН **63** (М., Наука, 2007).
- [3] A. M. Boichenko, *Lasers and Lamps with Excitation by Background-Electron Multiplication Wave*. In: Laser Beams: Theory, Properties and Applications; Columbus F.; Editor-in-Chief (Nova Science Publishers, NY, USA (in press)).
- [4] V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko, et al., Plasma Devices and Operations **16**, 267 (2008).
- [5] Г. А. Аскарьян, Труды ФИАН **66**, 66 (1973).
- [6] С. П. Бугаев, В. И. Кошелев, М. Н. Тимофеев, ЖТФ **44**(9), 1917 (1974).
- [7] Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**(7), 50 (1990).
- [8] В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. Р. Ульмаскулов и др., Письма в ЖТФ **22**(7), 65 (1996).
- [9] K. Tsui, K. Wagatsuma, H. Matsuta, Spectrochimica Acta **B52**, 1587 (1997).
- [10] K. Tsui, T. Sato, K. Wagatsuma, Spectrochimica Acta **B53**, 417 (1998).
- [11] А. Е. Дубинов, Письма в ЖТФ **25**(14), 52 (1999).
- [12] В. Ф. Тарасенко, В. М. Орловский, С. А. Шунайлов, Изв. вузов. Физика, **46**(3), 94 (2003).
- [13] V. F. Tarasenko, S. I. Yakovlenko, Plasma Devices and Operations **13**, 231 (2005).
- [14] С. И. Яковленко, Краткие сообщения по физике ФИАН, No. 2, 22 (2006).
- [15] Е. Х. Бакшт, И. Д. Костыря, Е. И. Липатов и др., ЖТФ **77**(4), 98 (2007).

Учреждение Российской академии наук

Институт общей физики

им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 18 июня 2009 г.