

04;10

О формировании пучка электронов в гелии при повышенном давлении

© С.Б. Алексеев, В.М. Орловский, В.Ф. Тарасенко,
А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru

Институт общей физики РАН, Москва

E-mail: syakov@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 6 декабря 2002 г.

В окончательной редакции 3 января 2003 г.

Проведено исследование условий формирования пучка убегающих электронов в гелии при давлении от 0.1 до 760 Torr при подаче импульсного (≈ 4 ns) высокого (≈ 200 kV) напряжения на промежуток. Теоретически и экспериментально показано, что генерация электронов пучка имеет место не только при больших значениях напряженности электрического поля, когда доля убегающих электронов велика, но и при малых полях, когда имеет место интенсивное размножение электронов. Причем при малых полях возможно получение большого тока, хотя доля убегающих электронов относительно полного числа электронов при этом мала. Получен электронный пучок в атмосфере гелия с амплитудой 140 A (плотность тока пучка более 10 A/cm²) при энергии электронов ~ 150 keV.

1. Имеется много работ, в которых исследуются рентгеновское излучение и электронные пучки, сформированные в газах при повышенных давлениях (см. [1–8] и ссылки в этих работах). Однако электронные пучки с высокой плотностью тока и эффективностью удается получить только при сравнительно малых давлениях газа [5,7,8]. В ряде работ, хотя и сообщалось о получении ускоренных электронов при давлении порядка одной атмосферы, но при этом либо реализуются небольшие токи и плотности тока пучка [2,3], либо пучок формируется при использовании дополнительного импульса для создания плазмы [6]. Цель данной работы — теоретически и экспериментально исследовать возможность получения большого тока электронного пучка при повышенных давлениях гелия.

2. Для выявления условий убегания электронов было проведено теоретическое рассмотрение и численное моделирование процесса размножения электронов в разрядном промежутке. Основные результаты таковы.

Некоторая доля электронов ($\sim 1\%$) начинает убегать, когда на длине свободного пробега $l = 1/\sigma_i N$ электрон набирает энергию $\varepsilon \equiv m_e v^2/2 = eEl$ порядка двух энергий ионизации атома. Здесь σ_i — сечение ионизации; N — плотность нейтральных атомов; v , m_e — скорость и масса электрона; E — напряженность электрического поля. Соответственно условие для напряжения U между анодом и катодом, при котором возникают электроны пучка, имеет вид $U > U_{cr1} \equiv NL\sigma_0\varepsilon_0/e$. Здесь L — расстояние между плоскостями; σ_0 — сечение ионизации при энергии электрона, $\varepsilon \sim \varepsilon_0 \sim 2J$.

Значительная часть электронов ($\sim 50\%$) убегает при выполнении условия $\frac{m_e N}{eE} \int_0^{\sqrt{2U/m_e}} \sigma_i(v) v dv > 1$. Если в диапазоне энергий $\varepsilon_1 < \varepsilon < eU$, наиболее существенном для интегрирования, можно аппроксимировать сечение ионизации зависимостью, обратно пропорциональной энергии $\sigma_i(\varepsilon) = \sigma_1 \varepsilon_1 / \varepsilon$, то условие убегания значительного количества электронов можно написать в виде

$$U > U_{cr2} \equiv NL\sigma_1\varepsilon_1 \ln(eU/\varepsilon_1)/e.$$

Для гелия можно положить $\sigma_1 \approx 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, $\varepsilon_1 \approx 500 \text{ eV}$. Ориентируясь на $U \sim 100 \text{ kV}$, для приведенной критической напряженности поля имеем $E_{cr2}/N \equiv U_{cr2}/LN = \sigma_1 \varepsilon_1 \ln(eU/\varepsilon_1)/e \approx 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{V}/\text{cm}$ или $E_{cr2}/p \equiv U_{cr2}/Lp = (N/p) \cdot \sigma_0 \varepsilon_1 \ln(eU/\varepsilon_1)/e \approx 3.4 \text{ kV}/\text{Torr} \cdot \text{cm}$. Здесь p — давление газа при комнатной температуре.

Численное моделирование процессов размножения и убегания электронов между двумя плоскостями, находящимися на расстоянии L под напряжением U , было проведено с помощью одной из модификаций метода частиц, подробно описанной в [9]. Результаты моделирования (рис. 1, *a*) согласуются с приведенной оценкой. Например, для давлений 13.5 и 25 Torr, соответствующих доле $\eta = 50\%$ ускоренных электронов (от полного числа электронов, достигших анода), при $E = 62.5 \text{ kV}/\text{cm}$ и $E = 125 \text{ kV}/\text{cm}$ имеем соответственно $E/p = 4.6 \text{ kV}/\text{Torr} \cdot \text{cm}$ и $E/p = 5 \text{ kV}/\text{Torr} \cdot \text{cm}$.

Отметим, однако, что при $E < E_{cr2}$, когда имеет место интенсивное размножение электронов, ток пучка оказывается во много раз большим, чем при $E > E_{cr2}$, хотя доля η убегающих электронов при $E < E_{cr2}$ меньше, чем при $E > E_{cr2}$ (рис. 1, *a*). Иначе говоря, при заданном напряжении на электродах ток пучка может расти как при росте давления (рис. 1, *a*), так и с ростом расстояния между электродами (рис. 2, *a*). Следует, впрочем, отметить, что это имеет место лишь в том случае, когда напряженность поля в плазме еще не упала из-за экранировки свободными зарядами.

3. Эксперименты проводились с использованием генератора импульсов, применяемого ранее для формирования электронного пучка в вакууме [10]. Генератор имел волновое сопротивление 30Ω и формировал на согласованной нагрузке импульс напряжением 200 kV и длительностью на полувысоте 4 ns при фронте импульса напряжения $\sim 1 \text{ ns}$.

В экспериментах использовался диод, заполненный гелием при давлении от 0.1 до 760 Torr . Применялись два катода. Катод № 1 представлял собой набор трех коаксиальных цилиндров (диаметры 12 , 22 , 30 mm) из Ti фольги толщиной $50 \mu\text{m}$, вставленных друг в друга и закрепленных на дюралевой подложке диаметром 36 mm . Высота колец уменьшалась на 2 mm от меньшего к большему.

Катод № 2 был выполнен из графита в виде таблетки диаметром 29 mm , края которой были закруглены и которая была выпуклой в сторону фольги с радиусом кривизны 10 cm . Графитовый катод размещался на медном держателе диаметром 30 mm . Вывод электронного пучка осуществлялся через AlBe фольгу толщиной $45 \mu\text{m}$, которая устанавливалась на торцевом фланце. Ток пучка измерялся с помощью графитового электрода, установленного на расстоянии 10 mm от фольги и соединенного низкоомным шунтом с корпусом ускорителя. Кроме того, одновременно измерялся „полный“ ток диода на торцевой фланец, который через второй шунт соединялся с цилиндрическим корпусом вакуумного диода. Часть тока в диоде могла при изменении давления замыкаться на внутреннюю поверхность цилиндрического корпуса генератора в газовом диоде.

4. Основные экспериментальные результаты таковы. Наблюдалось четыре характерных режима работы диода (рис. 1, *b*). Первый режим наблюдался при малом давлении гелия в диоде ($0.1 \div 1 \text{ Torr}$, $E/p > 70 \text{ kV/Torr} \cdot \text{cm}$) для катода № 1, который обеспечивал допол-

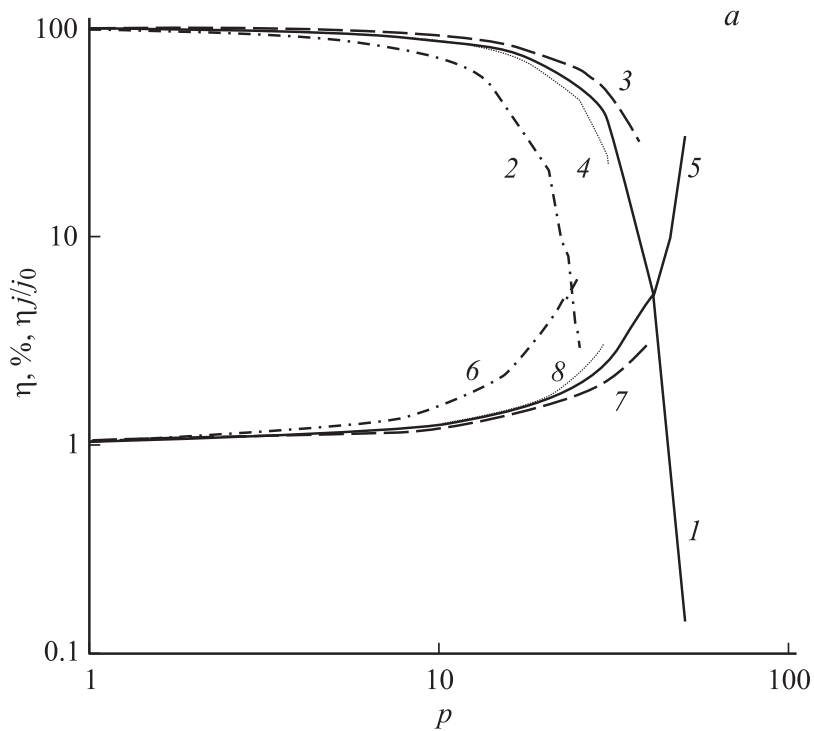


Рис. 1. Зависимость характеристик тока от давления, Torr: *a* — теория; *b* — эксперимент. *a*: 1–4 — доля электронов пучка η (%) по отношению к полному числу электронов, достигших анода; 5–8 — ток убегаящих электронов, порождаемый одним электроном $\eta j/j_0$ (j_0 — ток с катода, j — ток на аноде). Электроны пучка считаются электроны с энергией $\varepsilon > 2eU/3$. Параметры расчетов: $L = 16$ mm, $U = 200$ kV — сплошные кривые 1, 5; $L = 16$ mm, $U = 100$ kV — штрихпунктирные кривые 2, 6. Пунктирные и штриховые кривые получены для той же напряженности поля $E = 200$ kV/16 mm = 125 kV/cm, что и сплошные кривые 1, 5, но при разных расстояниях между анодом и катодом H : $H = 7.5$ mm — штриховые кривые 3, 7; $H = 28$ mm — пунктирные кривые 4, 8. *b*: кривые 1, 3 — полный ток диода; 2, 4 — ток пучка электронов за фольгой. 1, 2 — для катода № 1 из фольги, 3, 4 — для катода № 2 из графита. Зазор между катодом и анодом 28 mm, выходное окно из AlBe фольги толщиной 45 μ m.

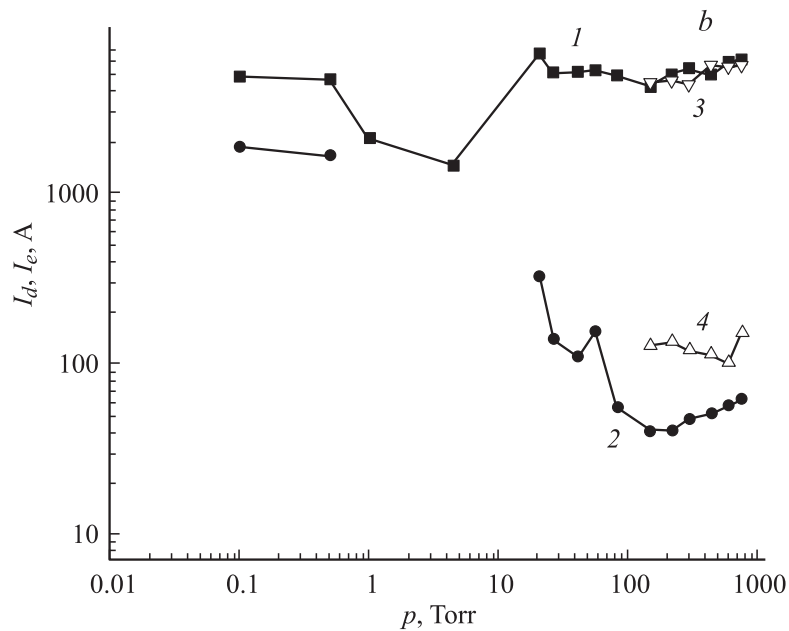


Рис. 1 (продолжение).

нительное усиление электрического поля на кромках фольги. В этом хорошо известном режиме работы ускорителя регистрировались наибольшие токи пучка за фольгой ($> 1 \text{ kA}$). При дальнейшем уменьшении остаточного давления гелия в диоде ($> 0.01 \text{ Torr}$) ток пучка в диоде был равен по амплитуде „полному“ току диода.

Второй режим наблюдается при средних давлениях гелия ($1 \div 10 \text{ Torr}$, $E/p > 7 \text{ kV/Torr} \cdot \text{cm}$) и отличается большой нестабильностью от импульса к импульсу из-за пробоя гелия при низких напряжениях. В этом режиме ток пучка регистрировался только в отдельных импульсах и только для катода № 1 из фольги. Полный ток диода, замыкающийся (регистрируемый) на торцевой фланец, в этом режиме значительно уменьшался. В первом и втором режимах с катодом № 2 из графита зарегистрировать ток пучка не удавалось.

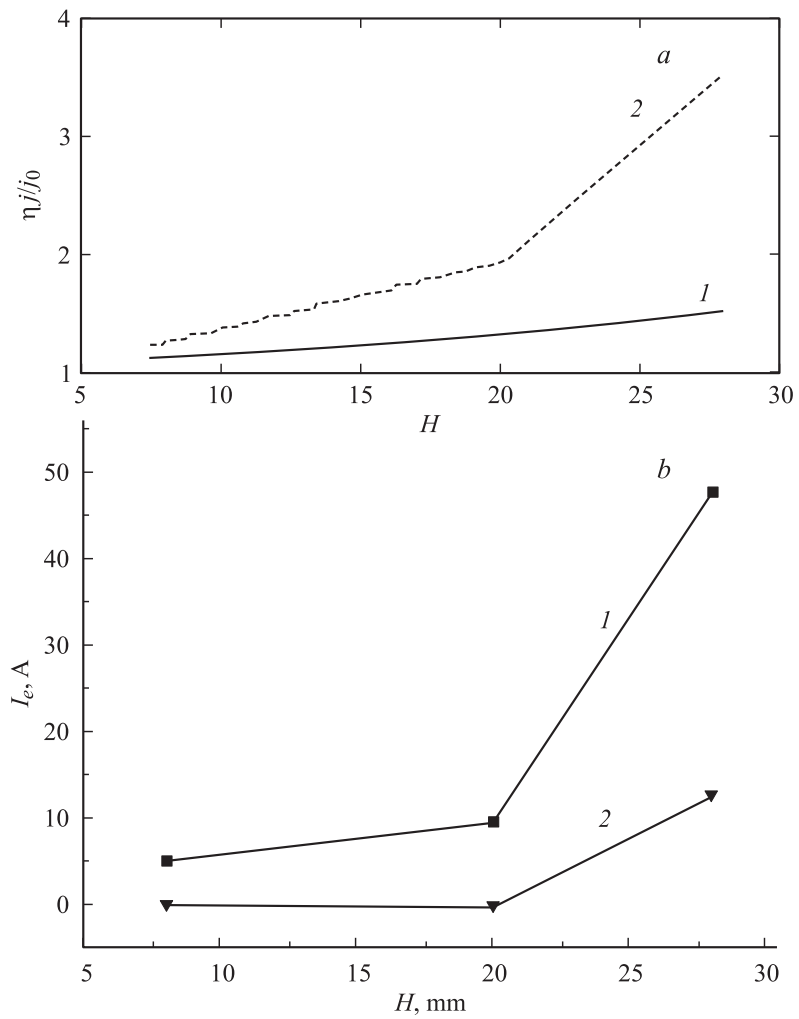


Рис. 2. Зависимость тока пучка от расстояния между анодом и катодом H : a — теория; b — эксперимент. a : 1 — расчет для давления гелия 10 Torr; 2 — для давления гелия 20 Torr; b : 1 — зависимость тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45; 2 — для толщины фольги 90 μm . Катод № 1 из фольги, давление гелия 1 atm.

Третий режим наблюдался при давлениях гелия 10–40 Torr ($E/p > 1.5 \text{ kV/Torr} \cdot \text{cm}$) и тоже только для катода № 1 из фольги. Увеличение давления гелия привело по сравнению со вторым режимом к увеличению времени запаздывания пробоя, повышению напряжения на промежутке и появлению тока пучка, который составлял за фольгой до 30% от тока пучка в режиме 1.

При давлениях гелия более 100 Torr для катода № 1 и 2 из графита наблюдался четвертый режим. Для данного режима характерны малые значения $E/p < 0.7 \text{ kV/(Torr} \cdot \text{cm)}$.

Отметим только, что при использовании данного генератора с длительностью импульса 4 ns внутри диода наблюдался шунтирующий разряд и (или) разряд между анодом (фольгой) и катодом, который приводил к „закорачиванию“ диода в конце импульса напряжения, соответственно полный ток диода был близок к току короткого замыкания, а импульс тока пучка был короче импульса напряжения на согласованной нагрузке.

На рис. 2 приведена зависимость тока пучка от межэлектродного зазора для катода № 1. Было зарегистрировано увеличение тока пучка, выведенного за фольгу при увеличении зазора между катодом и анодом от 7.5 до 28 mm. Оценки энергии электронов по толщине фольги показывают, что половина тока переносится электронами с энергией более 100 keV (рис. 2, пучок электронов за двумя фольгами), причем доля таких электронов пропорциональна полному току пучка.

Для катода № 2 из графита максимум распределения электронов пучка по энергии соответствовал энергии $\sim 150 \text{ keV}$. Отметим, что, так же как и в [2,3], мы регистрировали электроны с аномально большой энергией, превосходящей величину eU .

Форма разряда в газонаполненном диоде в четвертом режиме существенно отличалась для катодов № 1 и 2. С катодом № 1 из фольги наблюдались отдельные каналы, а с катодом № 2 из графита разряд был более однородным, подобная форма разряда для различных катодов ранее наблюдалась в [1,3].

Наиболее важный, на наш взгляд, экспериментальный результат заключается в том, что при использовании катода № 2 из графита удалось существенно увеличить ток пучка (до 140 А, плотность тока более 10 A/cm^2). В данных условиях в отличие от [1] электроны пучка достигали анода и при больших зазорах. Диаметр автографа электронного пучка на фольге с катодом № 2 составил $\sim 40 \text{ mm}$,

при этом регистрировалось равномерное изменение цвета фольги по сечению пучка.

5. Количественное сопоставление теоретических и экспериментальных результатов затруднено тем обстоятельством, что пока нет возможности корректно учесть экранировку электрического поля. Действительно, при пробое газа образуется плазма, которая имеет большую проводимость по сравнению с остальной частью разрядного промежутка и за доли-единицы наносекунд переключает промежуток. Эта плазма может, в частности, служить источником электронов, т.е. плазменным катодом (ср. [11]). Тем не менее некоторые качественные выводы сделать можно.

Из рис. 1, *b* для кривой 2 можно определить величину параметра $E/p > 3 \text{ kV/cm} \cdot \text{Torr}$, при которой наблюдается существенный рост тока пучка. Это значение E/p согласуется с расчетным значением E/p (рис. 1, *a*), при котором доля убегающих электронов увеличивается (режим три). Некоторое отличие связано с изменением величины напряжения на промежутке в реальных условиях. Длительности импульса напряжения 4 ns было достаточно для закорачивания промежутка во всех режимах, где стабильно регистрировался электронный пучок.

В эксперименте регистрировался ток пучка за фольгой с обоими катодами при $E/p < 0.7 \text{ kV/cm} \cdot \text{Torr}$, когда доля электронов пучка мала. Причем для катода № 1 из фольги величина тока пучка росла с ростом давления от 150 до 760 Torr, значение параметра E/p при этом уменьшалось от 0.5 до 0.1 kV/cm · Torr. Это можно связать с результатами расчетов, представленными на рис. 1, *a*, демонстрирующими рост тока пучка с уменьшением E/p . Экспериментально наблюдавшийся рост тока пучка с ростом расстояния между электродами (рис. 2, *b*) также может быть объяснен расчетами, представленными на рис. 2, *a*.

Таким образом, проведенные экспериментальные и теоретические исследования условий получения убегающих электронов в гелии показывают, что ускоренные электроны формируются как при значениях параметра E/p более $3 \text{ kV/cm} \cdot \text{Torr}$ (в этих условиях может достигаться высокая эффективность при получении пучка электронов), так и при сравнительно малых значениях параметра $E/p = 0.1\text{--}0.5 \text{ kV/cm} \cdot \text{Torr}$. Получен электронный пучок в атмосфере гелия с амплитудой 140 A (плотность тока пучка более 10 A/cm^2) при энергии электронов $\sim 150 \text{ keV}$.

Авторы благодарят С.Д. Коровина за предоставление генератора импульсов.

Работа поддержана грантом МНТЦ-1270.

Список литературы

- [1] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. В. 8. С. 1530–1533.
- [2] Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 3. С. 564–568.
- [3] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [4] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [5] Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 2. С. 59–67.
- [6] Коляда Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 16. С. 52–56.
- [7] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 14–21.
- [8] Бохан А.П., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 21–27.
- [9] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser physics. 2002. V. 12. N 7.
- [10] Губанов В.П., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В., Степченко А.С., Тараканов В.П. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 12. С. 110–118.
- [11] Arnold E., Lomaev M.I., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Shitts D.V., Yakovlenko S.I. // Laser physics. 2002. V. 12. N 5. P. 1227–1233.