

03;04;10

О предельном заряде субнаносекундного пучка, генерируемого в плотном газе

© А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
E-mail: syakov@kapella/gpi.ru

Поступило в Редакцию 15 июня 2005 г.

Показано, что заряд субнаносекундного электронного пучка убегающих электронов, генерируемого в плотном газе, принципиально ограничен уменьшением напряженности приложенного электрического поля. Поле уменьшается за счет возникновения положительного заряда в плазме, компенсирующего заряд убежавших электронов. На основе рассчитанных ранее кривых убегания электронов получена зависимость предельного заряда пучка от напряжения на электродах. Показано, что имеется возможность получения более интенсивных пучков.

1. Недавно были получены мощные (порядка сотни ампер) субнаносекундные пучки убегающих электронов в газах атмосферного давления [1,2]. В механизме формирования этих пучков наиболее существенны следующие моменты. Генерация пучка происходит при выполнении нелокального критерия убегания электронов [2–4], когда плазма, образующаяся на катоде, подходит к аноду на близкое расстояние, сравнимое с обратным коэффициентом ионизации Таунсенда. Плазма как бы приближает катод к аноду, что приводит к выполнению нелокального критерия убегания электронов. Плазма распространяется не за счет переноса электронов, а за счет размножения электронов фона [5,6]. Фоновая ионизация обеспечивается быстрыми электронами, излучаемыми с неоднородных образований на катоде. Для эффективной генерации электронного пучка при атмосферном давлении необходимо использовать генераторы с субнаносекундной длительностью фронта импульса напряжения и согласовывать момент подхода волны размножения к аноду со временем выхода напряжения на максимальное значение.

Ясно, что должны существовать физические ограничения на предельный заряд, переносимый таким пучком, подобные ограничениям,

налагаемым известным законом трех вторых на величину постоянного тока (см., например, [7–9]). Эти ограничения рассмотрены ниже.

2. Будем считать фронт волны размножения [5], приближающейся к аноду, достаточно крутым. При заданном напряжении между электродами U генерация пучка имеет место, когда фронт находится на некотором расстоянии от анода. Это расстояние d определим на основе нелокального критерия убегания электронов [2–4]:

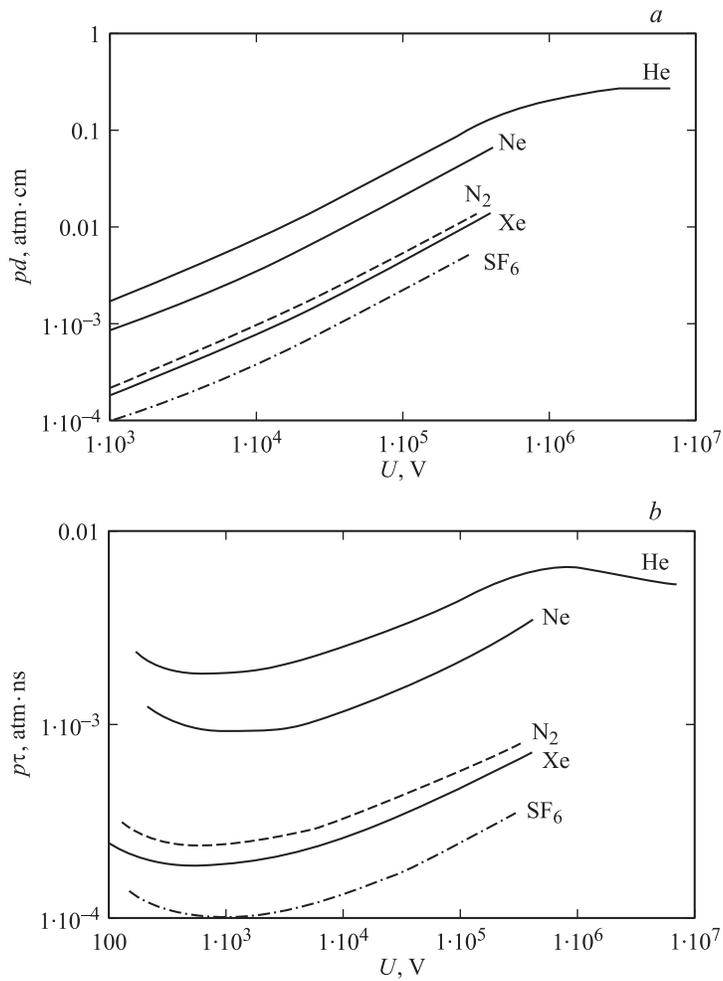
$$pd \cdot \xi(U/pd) = 1. \quad (1)$$

Здесь p — давление газа; $\xi(E/p)$ — некоторая характерная для данного газа функция приведенной напряженности поля E/p , она определяет коэффициент ионизации Таунсенда для данного газа $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$.

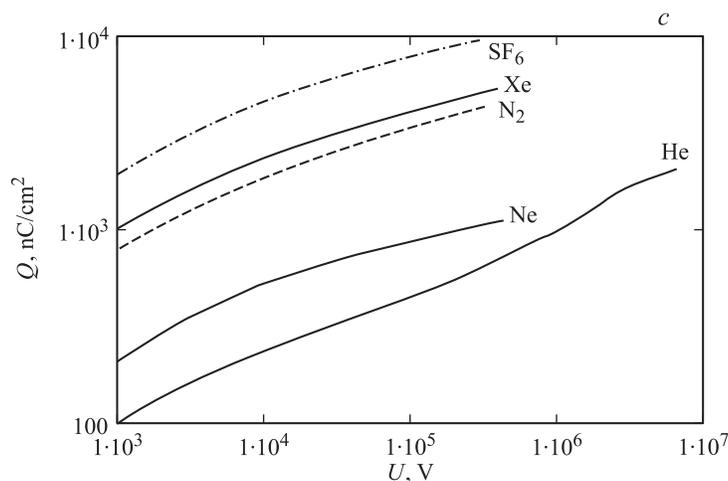
Зависимость $U(pd)$, определяемая уравнением (1), названа кривой ухода [2,4]. Она является двузначной функцией, разделяющей область параметров, при которых происходит интенсивное размножение электронов в объеме, и область, в которой электроны покидают объем без существенного размножения. Наличие двух ветвей у кривой ухода $U(pd)$ обусловлено наличием максимума у функции $\xi(E/p)$. Кривые ухода для некоторых газов приведены в обзорах [2,4]. Нижняя ветвь кривой ухода, разграничивающая область размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток за счет дрейфа, названа кривой дрейфа. Верхняя ветвь кривой ухода, разграничивающая область размножения электронов и область, где формируется пучок убегающих электронов, названа кривой убегания. Нас далее будет интересовать кривая убегания.

3. Ограничение переносимого пучком заряда связано с тем, что на поверхности фронта волны размножения при подходе к аноду образуется избыточный положительный заряд, компенсирующий заряд убежавших электронов. Этот заряд уменьшает поле, вытягивающее электроны, что приводит к нарушению критерия (1). Аналогично, в стационарном случае пространственный заряд вытягиваемых полем частиц ограничивает ток известным законом трех вторых [7–9].

Поле в промежутке между фронтом и анодом составляет величину $E = U/d$. Соответственно $q = E/2\pi = U/2\pi d$ — плотность заряда, компенсирующего такое поле. Определяя d из уравнения (1), имеем зависимость от напряжения U предельной плотности заряда q , который могут унести убегающие электроны (см. рисунок, a, c).



Зависимость от напряжения между электродами U величин, характеризующих ограничения на интенсивность пучка убегających электронов для гелия, неона, азота, ксенона и гексафторида серы: a — произведения давления газа p на расстояние между фронтом волны размножения и анодом d ; b — произведения давления газа p на время формирования зарядового слоя $\tau = d \cdot (2m_e/eU)^{1/2}$; c — предельной плотности заряда q , уносимого пучком убегających электронов.



Продолжение рисунка.

Время формирования зарядового слоя можно оценить выражением $\tau = d \cdot (2m_e/eU)^{1/2}$ (см. рисунок, *b*).

4. Разумеется, предельные значения величины q , представленные на рисунке, *c*, не достигаются в эксперименте. Например, в атмосфере гелия при пиковом напряжении 200 кВ с площади порядка 1 cm^2 получен пучок током 200 А и длительностью 0.3 ns, что составляет $60 \text{ nC}/\text{cm}^2$. Предельная же плотность заряда пучка для такого напряжения составляет $q = 550 \text{ nC}/\text{cm}^2$ (см. рисунок). Для других газов предельная плотность заряда пучка еще более существенно превосходит экспериментально достигнутые значения.

Дело, по-видимому, в том, что фронт волны размножения размыт по сравнению с предельно малой величиной d , определяемой уравнением (1). С увеличением расстояния, на котором возникают убегающие электроны, падает напряженность поля и плотность предельного заряда. Кроме того, для того чтобы генерация пучка прекратилась, достаточно несколько ослабить напряженность поля, а не полностью его компенсировать.

Уточнить предельные значения заряда пучка и получить временные зависимости для тока пучка очень сложно. Для этого необходимо ре-

шать уравнения кинетики совместно с уравнением Пуассона, например уравнение Власова.

5. Из проведенного рассмотрения следует, что еще имеются возможности повышения интенсивности субнаносекундных электронных пучков в газах. Поскольку дальнейшее уменьшение длительности фронта импульса напряжения представляет собой сложную техническую задачу, целесообразно провести оптимизацию по давлению газа.

Список литературы

- [1] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 11. С. 737–742.
- [2] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [3] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 5. С. 264–269.
- [4] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Central European Journal of Physics (CEJP). 2004. V. 2(4). P. 579–635. (www.cesj.comp/physics.htm)
- [5] Яковленко С.И. // ЖТФ. 2004. Т. 34. В. 9. С. 47–54.
- [6] Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 11. С. 19–26.
- [7] Кацов Н.А. Электроника. ГИТТЛ. М., 1954. 467 с.
- [8] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [9] Форрестер А.Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1991. 358 с.