

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИОНИЗАТОРА ДЛЯ ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ

Ю.Г. Балашко

Получены выражения для вольтамперной характеристики и эффективности цилиндрического ионизатора.

Для получения пучков поляризованных ионов водорода (дейтерия) путем ионизации атомного пучка в слабом магнитном поле применяется в частности ионизатор цилиндрической геометрии, предложенный и описанный в работах /1, 2/. Он представляет собой цилиндрический диод, внешний сплошной электрод которого является катодом, а соосный ему сетчатый внутренний — анодом. Электроны с катода, ускоренные анодным напряжением, дважды пройдя через сетку, отражаются оси диода; они могут совершить несколько таких колебаний, прежде чем осядут на сетку. В результате возрастает плотность электронов в пространстве внутри анода, где проходит ионизируемый пучок. Энергия, выделяющаяся на сетке, частично излучается на катод и обеспечивает его нагревание (режим самокала).

В работе /3/ получены оценки максимального электронного тока и эффективности ионизатора такого рода. При этом электронный ток фактически рассматривался как свободный параметр, не зависящий от напряжения. Однако в данном случае (как и в большинстве реальных случаев) такая зависимость существует. Цель данной работы — уточнить результаты /3/, исходя из реалистических представлений о вольтамперной характеристике ионизатора, которая в работе /2/ представлена в виде $IV = P(I)$, где P — мощность, необходимая для получения тока эмиссии I . Явный вид этой характеристики следует из выражений для тока эмиссии и излучаемой мощности, если из них исключить температуру. Электрическая мощность W , выделяющаяся в диоде, частично отводится за счет теплопроводности несущей конструкции и частично излучается (в основном, с катода). Для мощности P , излучаемой катодом, можно записать выражение

$$P = aW = aIV = s_r \epsilon \sigma T^4, \quad (1)$$

где V — напряжение, I — электронный ток, s_r — площадь излучающей поверхности катода, ϵ — постоянная Стефана—Больцмана, T — абсолютная температура, a — излучаемая катодом доля общей мощности, предполагаемая постоянной.

Если считать, что электронный ток равен току насыщения, т.е. ограничен температурой, то

можно было бы воспользоваться для его описания уравнением Ричардсона—Дешмана. Однако исключение температуры приводит к выражению вида $I = c [\ln(I/V) + b]^{-4}$, которое не удается разрешить в явном виде относительно одной из переменных. Поэтому воспользуемся для аппроксимации температурной зависимости тока эмиссии степенным выражением

$$I = B s_e T^n, \quad (2)$$

где s_e — площадь эмиттирующей поверхности; показатель степени n выбирается так, чтобы он соответствовал изменению тока эмиссии в определенном интервале температур, B также является эмпирическим параметром. Исключая теперь температуру T из (1) и (2), получим

$$I = G V^{-m}, \quad G = (\epsilon \sigma / a) (s_r^n / s_e^4)^{m/n} B^{-4m/n}. \quad (3)$$

При $n > 4$ показатель $m = n / (n - 4)$ плавно убывает с ростом n , асимптотически приближаясь к единице. Значение $m = 1$ не соответствует какому-либо реальному случаю, поскольку достигается при $n \rightarrow \infty$, т.е. при бесконечно большой излучательной способности.

Из (3) видно, что G зависит в основном от характеристик материала катода ϵ и B . Если пренебречь краевыми эффектами и считать, что $s_e = s_r$, то G пропорционально площади катода и возрастает с увеличением его радиуса. Коэффициент G должен возрастать также и при дополнительном охлаждении катода, например, увеличении его площади (ребристый катод) и уменьшаться при дополнительном подогреве (что соответствует значению $a > 1$).

Для оценки предельного напряжения (или тока) и эффективности ионизатора надо исходить из решения уравнения Пуассона, которое для рассматриваемой геометрии получено в работе [3]*. При угловом распределении электронов на аноде, пропорциональном $\cos \varphi$, плотность объемного заряда внутри анода постоянна

$$\rho = 1N / 2\pi r_a \sqrt{2\eta V} = \rho_0, \quad (4)$$

где $N = 2q / (1 - q^2)$ — среднее число осцилляций электронов, q — прозрачность сетки, r_a — радиус

* В работе [3] использовано гидродинамическое приближение, правильность результатов которого необходимо обосновать в рамках кинетического подхода.

анода, L — длина ионизатора, $\eta = e/m$ (e , m — заряд и масса электрона), V_a — анодное напряжение. Распределение потенциала внутри анода при граничных условиях $U(r_a) = V_a$, $\partial U/\partial r|_{r=0} = 0$ дается выражением /3/

$$U(r) = \pi\rho(r^2 - r_a^2) + V_a.$$

Условие образования виртуального катода на оси ионизатора $U(0) = 0$ имеет вид: $\pi\rho r_a^2 = V_a$. Подставляя сюда выражение для плотности заряда (4) и выражая ток через напряжение согласно (3), получим пороговое напряжение V_t , при котором возникает виртуальный катод,

$$V_t^{m+3/2} = G\Gamma_a N/2\sqrt{2\eta}L.$$

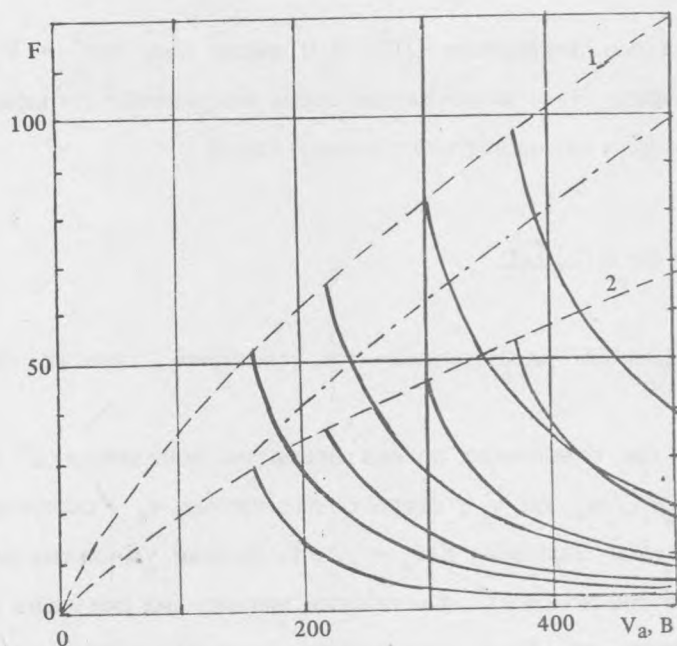
Этому напряжению соответствует максимальный электронный ток, который зависит от характеристик диода.

Эффективность ионизатора определяется как отношение потока ионов из ионизатора J^+ к потоку нейтральных атомов J^0 : $E = J^+/J^0 = \rho v_e \sigma_i L / e v_0$, где v_e — скорость электронов, v_0 — скорость нейтральных атомов, σ_i — сечение ионизации /2/. Величина $E e v_0 = \rho v_e \sigma_i L$, будучи умножена на плотность атомов в ионизаторе $n_0 = J^0/v_0$, дает ток ионов eJ^+ ; фактически именно она получена в /3/. Произведение $v_e \sigma_i$ следует проинтегрировать по объему ионизатора, учитывая зависимость этих величин от потенциала. Для сечения σ_i используем как и в /3/ выражение: $\sigma_i = (S/V) \ln(V/s)$, где V выражается в вольтах, σ_i — в квадратных сантиметрах, $s = 0,325$ В, $S = 1,37 \cdot 10^{-15}$ см² · В /4/. Интегрируя по радиусу, как в /3/, и учитывая зависимость тока от напряжения (3), получим:

$$eJ^+/n_0 = LS \int_0^{r_a} \rho v_e \sigma_i 2\pi r dr = 2\sqrt{2\eta} LS \{V_a^{1/2} [\ln(V_a/s) - 2] - (V_a k)^{1/2} [\ln(V_a k/s) - 2]\} = 1,8 \cdot 10^{-19} F(V_a, V_t)L, \quad (6)$$

где $k = 1 - (V_t/V_a)^{m+3/2}$, $F(V_a, V_t)$ обозначает выражение в фигурных скобках, eJ^+/n_0 измеряется в $A \cdot cm^3$. Из (6) следует, что в области $V_a > V_t$ эффективность возрастает при уменьшении анодного напряжения, а при $V_a < V_t$ становится комплексной. Выражение, полученное в /3/, отличается тем, что $F(V_a) = V_a^{1/2} [\ln(V_a/s) - 2] - 20,3$. Полученный здесь результат показывает, что сходная зависимость $F(V_a)$ имеет место лишь для максимальной эффективности, достигаемой вблизи порогового напряжения, при $V_a = V_t$.

Выражение (6) получено для случая, когда пучок занимает все внутреннее пространство анода. Если радиус пучка $r_b < r_a$, в первом слагаемом F в (6) при V_a появится множитель $1 - (V_t/V_a)^{m+3/2}(1-x^2)$, где $x = r_b/r_a$.



Графики зависимости $F(V_a)$ показаны на рис. 1 для нескольких значений V_t (равных абсциссам точек примыкания сплошных кривых к штриховым) и двух значений $x = 1$ и $2/3$. Кривая для $V_t = 220$ В рассчитана для ионизатора длиной

Рис. 1. Зависимость функции F от анодного напряжения V_a . Сплошные кривые — расчет по формуле (6) для значений порогового напряжения $V_t = 160, 220, 300$ и 370 В и $r_b/r_a = 1,0$ (1) и $2/3$ (2); $m = 4/3$. Штриховая кривая — $F(V_a = V_t)$, штрих-пунктир — функция $F(V_a)$ из работы [3]. Цифры 1 и 2 относятся к штриховым и отходящим от них сплошным кривым.

24 мм с анодом диаметром 6,2 мм для G взято значение $800 \text{ А} \cdot \text{В}^{4/3}$, $m = 4/3$ (катод из гексаборида лантана), что соответствует $n = 16$, при котором ток эмиссии, согласно (2), меняется в 2,64 раза (согласно данным для тока эмиссии [5] — в 2,5 раза) в интервале температур от 1600 до 1700 К. Кривые для $V_t = 160, 300$ и 370 В рассчитаны с другими значениями G .

Повышение эффективности может быть достигнуто (помимо увеличения длины ионизатора) путем увеличения значения V_t (например, за счет дополнительного охлаждения катода) и соответствующего повышения анодного напряжения. Однако численные оценки показывают, что повышение эффективности в 1,56 раза (при удвоении V_t от 150 до 300 В) повлечет за собой увеличение потребляемой мощности более чем в пять раз.

Данная модель не позволяет рассматривать поведение электронного тока и эффективности в области $V_a < V_t$. Здесь следует ожидать падения эффективности.

Показатель m был введен как параметр, характеризующий температурную зависимость эмиссионной способности материала катода. Однако в его величину могут давать вклад температурная зависимость излучательной способности ϵ , а также и ряд других факторов. Поэтому возможно рассматривать m как эмпирический параметр, на величину которого не накладывается

каких-либо жестких ограничений; при этом формула (5) остается справедливой. Единственное условие — достаточное постоянство m , но и оно не является жестким. Поскольку m входит в определение как G , так и V_t , его выбор слабо влияет на определяемое значение V_t . Например, взяв точку вольтамперной характеристики $I = 0,30$ А, $V_a = 350$ В и значения $m = 9/8, 4/3$ и $3/2$, получим $V_t = 201 \pm 7$ В.

Для $V_a = V_t = 400$ В получаем $eJ^+ = 1,8 \cdot 10^{-11} n_0$ мкА, что мало отличается от значения, полученного в /3/ ($1,5 \cdot 10^{-11}$). Если принять $v_0 = 2,7 \cdot 10^5$ см/с, для $L = 2,4$ см получим $E = 1 \cdot 10^{-3}$, что сравнимо со значением $E = 2 \cdot 10^{-3}$, измеренным в /2/. Предварительное сравнение с другими имеющимися данными обнаруживает количественное согласие в одних случаях и качественное — в других.

Автор благодарит за полезные замечания А.В. Агафонова, отметившего, в частности, некорректность гидродинамического подхода, И.Я. Барита и Г.А. Васильева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barit I.J. et al. Nucl. Instr. Meth., **57**, 160 (1967).
2. Vasil'ev G.A., Glasov E.A. Nucl. Instr. Meth., **58**, 303 (1968).
3. А д љ а с е в и ч Б.П., А н т о н е н к о В.Г. Препринт Института атомной энергии им. И.В. Курчатова ИАЭ-2705, М., 1976.
4. Brown L. et al. Helv. Phys. Acta, Suppl., **6**, 77 (1961).
5. Таблицы физических величин. Справочник, под ред. Кикоина И.К. М., Атомиздат, 1976, с. 448.

Институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 4 марта 1991 г.