

11

© 1990 г.

ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО ИМПУЛЬСАМ
В ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКАХ ИОНОВ

В. Г. Дудников, А. Л. Шабалин

Рассмотрена эволюция распределения ионов по импульсам, обусловленная внутрипучковым взаимодействием. Учтена специфика электрогидродинамической эмиссии. Уширение функции распределения по импульсам вызывается флуктуирующими полями, связанными с неупорядоченным расположением ионов. В кинетическую энергию хаотического движения переходит малая доля исходной потенциальной энергии взаимодействия ионов. Основное увеличение энергоразброса набирается на расстоянии до 10^{-6} см от эмиттера, а увеличение виртуального размера источника — при дрейфе пучка в ионно-оптической колонне.

1. В электрогидродинамических источниках ионов (далее ЭГД источники, другое название — ЖМИ (жидкометаллические источники)) эмиссия ионов возникает при повышении напряженности электрического поля на поверхности проводящей жидкости до критической $F_0 \sim 2 \cdot 10^8$ В/см, достаточной для «вырывания» ионов с поверхности в вакуум [1, 2]. При умеренных напряжениях 10^3 — 10^4 В поля со столь высокой напряженностью создаются на «выступах» жидкости, самозаостряющихся электростатическими силами до радиуса кривизны $r_0 \sim 15 \text{ \AA}$ [3]. За счет подтекания жидкости к зоне эмиссии в стационарном режиме поддерживается характерное значение эмиссионной плотности тока $j_0 \sim 10^8$ А/см². Температура ионов на эмиссионной поверхности должна быть близка к температуре жидкого эмиттера $T_i \sim 0.1$ эВ. Приведенным параметрам эмиссии соответствует нормализованная яркость

$$B_n = \frac{4j_0}{\pi^2 T_i} mc^2 \simeq 10^{19} \text{ А/см}^2 \cdot \text{рад}^2,$$

что значительно превышает яркость ионных источников всех других типов (для лучших плазменных источников $B_n \leq 10^9$ А/см²·рад²). Фокусировкой пучков из ЭГД эмиттеров электростатическими системами формирования с угловой апертурой $\sim 10^{-3}$ рад удастся получить субмикронные ионные зонды с плотностью тока в кроссовере $j \approx 1$ А/см² и эффективной яркостью $B_n \approx 10^{12}$ А/см²·рад². Значительные потери яркости возникают из-за повышенного энергоразброса ионов, который за счет хроматических aberrаций систем формирования приводит к увеличению эффективного поперечного эмиттansa. Для ЭГД эмиттеров с током 10^{-6} — 10^{-5} А характерен энергоразброс $\Delta E \sim 5$ — 10 эВ [4, 5], тогда как в режиме полевой десорбции с током $\sim 10^{-9}$ А энергоразброс $\Delta E \sim 1.5$ эВ [6]. Увеличение энергоразброса при повышенной интенсивности обусловлено увеличением продольной «температуры» ионов в пучках с высокой плотностью. Однако при уменьшении хроматических aberrаций за счет уменьшения угловой апертуры яркость сформированных пучков оказывается значительно меньше исходной [7], что указывает на увеличение также и поперечной «температуры». Поскольку перечисленные процессы определяют предельные характеристики сформированных пучков, то важно проследить их кинетику и оценить возможности минимизации их влияния.

2. На ранних стадиях исследований ЭГД эмиттеров для объяснения увеличенного энергоразброса привлекался эффект Берша [8], обусловленный

столкновительной перекачкой поперечной тепловой энергии частиц в продольную степень свободы. Позднее в работе [9] было показано, что в случае точечных эмиттеров заряженных частиц (к которым относятся ЭГД эмиттеры ионов) увеличение продольной «температуры» происходит не за счет эффекта Берша, а за счет потенциальной энергии взаимодействия ионов при их хаотическом взаимном расположении (т. е. за счет мелкомасштабных флуктуаций плотности пучка). В этой же работе [9] получена функциональная зависимость величины энергоразброса от тока эмиссии.

Увеличение виртуального размера эмиттера рассчитывалось в работах [9, 10]. Результаты работы [9] плохо согласуются с экспериментальными данными и нам представляются неверными. В работе [10] увеличение виртуального размера рассчитано численно методом Монте—Карло, что затрудняет анализ результатов и не позволяет выделить какие-либо зависимости.

Ниже рассматривается эволюция функции распределения ионов пучка по скоростям в процессе ускорения и транспортировки. Характерная особенность пучков, получаемых при ЭГД эмиссии, — это значительное превышение потенциальной энергии взаимодействия ионов над кинетической энергией их относительного движения. В таких пучках происходит одновременный рост продольной «температуры», приводящий к увеличению энергоразброса ионов, и рост поперечной «температуры», приводящий

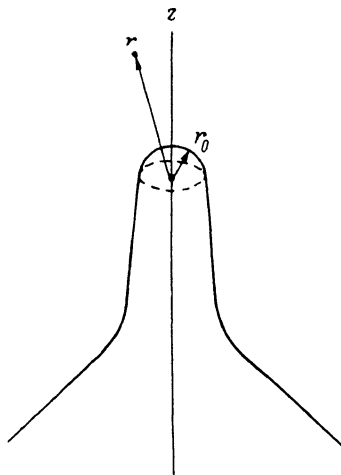


Рис. 1. Эмиссионная зона ЭГД эмиттера в сферической системе координат.

Эмиссия идет с полусферической вершины выступа радиуса r_0 .

к увеличению виртуального размера эмиттера. Учтены также такие специфические для ЭГД эмиттеров факторы, как изменение радиуса эмиссионной зоны при изменении тока эмиссии и сильное влияние пространственного заряда из-за большой эмиссионной плотности тока.

3. Рассмотрим свойства ионного пучка в непосредственной близости от эмиссионной зоны. Плотность тока в каждом эквипотенциальном сечении определяется формулой

$$j = nve, \quad (1)$$

где n — плотность ионов, v — их скорость, причем будем считать, что

$$j = j_0 (r_0/r)^2, \quad (2)$$

j_0 — плотность тока на поверхности эмиттера радиуса r_0 (рис. 1).

Выражение (2) предполагает, что ионы разлетаются от эмиттера по прямым траекториям. На самом деле в ускоряющем промежутке происходит некоторая фокусировка, траектории ионов искривляются, но заметное искривление траекторий за счет фокусировки начинается на расстояниях $r \geq 10r_0$ [11]. Как будет показано ниже, основной рост энергоразброса происходит на расстояниях $r \sim r_0$, поэтому фокусировкой можно пренебречь и использование выражения (2) вполне оправдано.

Полный ток

$$J = j_0 r_0^2 \Omega, \quad (3)$$

где Ω — телесный угол на поверхности полусферического эмиттера, в который идет эмиссия ионов.

При токах галлиевого эмиттера $J \geq 10$ мкА, когда эмиссия идет с конца удлиненного выступа на вершине конуса Тейлора [12], $\Omega = 2\pi$. С уменьшением тока выступ укорачивается, при совсем малых токах ($J \sim 1$ мкА) эмиссия идет со скругленной вершины конуса Тейлора и телесный угол Ω уменьшается.

Вводя новую переменную $x=r/r_0$, имеем из (1), (2)

$$n(x) = \frac{j_0}{x^2 e} \left(\frac{2W(x)}{m} \right)^{-1/2}, \quad (4)$$

где $W(x)$ — энергия иона в точке x .

Однако вблизи эмиттера, когда расстояние от иона до поверхности меньше среднего расстояния между ионами, понятие плотности, определяемое выражением (4), нуждается в уточнении. Введем понятие средней плотности ионов вблизи эмиттера n_0 , определив ее следующим образом. Предположим, что поверхность эмиттера плоская. «Заставим» всю ее кубиками с ребром l и такого объема, чтобы в каждом кубике в среднем находилась одна частица. Тогда средняя плотность ионов у поверхности

$$n_0 = l^{-3}. \quad (5)$$

Найдем величину l . Внутри кубика с поверхности будут эмиттироваться ионы через время

$$\tau = e/j_0 l^2. \quad (6)$$

Внутри кубика ион должен находиться это же время τ , прежде чем вылетит наружу. Предположение, что поверхность эмиттера плоская, означает, что высота кубика $l \ll r_0$ и электрическое поле внутри него постоянно $F=F_0$, где F_0 — испаряющее поле. Таким образом, ион вылетит из кубика через время

$$\tau = \left(l \frac{2m}{eF_0} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Приравнявая (6) и (7), получаем

$$l = \left[\left(\frac{e}{j_0} \right)^2 \frac{eF_0}{2m} \right]^{1/3}. \quad (8)$$

При типичной плотности тока ЭГД эмиттера ионов галлия $j_0=10^8$ А/см² имеем $l \approx 8 \text{ \AA}$, $n_0=2 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Тот факт, что $l < r_0$, оправдывает сделанное выше предположение о плоской поверхности эмиттера. Плотность ионов в веществе $n=6 \cdot 10^{22}$ см⁻³ (для галлия), поэтому можно говорить о четко определенной границе металл—ионный пучок.

4. Вблизи эмиттера потенциальная энергия взаимодействия ионов пучка

$$q \sim e^2 n_0^{1/3} \sim 2 \text{ эВ}$$

много больше кинетической энергии их относительного движения, которая порядка температуры эмиттера $T \sim 0.1$ эВ.

В таком пучке столкновительной перекачкой поперечной кинетической энергии в продольную степень свободы (т. е. эффектом Берша) можно заведомо пренебречь, так как при соударениях частиц их кинетическая энергия переходит сначала в потенциальную (при максимальном сближении), а потом опять в кинетическую. Но поскольку изначально потенциальная энергия уже много больше кинетической, то малую столкновительную добавку можно не учитывать.

Потенциальная энергия взаимодействия ионов будет переходить в кинетическую энергию их относительного движения за характерное время $\tau \sim 1/\omega_{\text{пх}}$, где плазменная частота

$$\omega_{\text{пх}} = (4\pi n e^2/m)^{1/2}. \quad (9)$$

Если плотность ионов в пучке меняется со временем, то фазу θ плазменных колебаний можно в первом приближении вычислять по формуле

$$\theta = \int_{t_1}^{t_2} \omega_{\text{пх}}(t) dt = \int_{r_1}^{r_2} \omega_{\text{пх}}(r) \frac{dr}{v}. \quad (10)$$

Несложные расчеты показывают, что для пучка 6 кэВ ионов галлия с угловой интенсивностью 20 мкА/рад^2 (типичные параметры пучков в ЭГД эмиттерах), движущегося в свободном от полей пространстве, набег фазы плазменных колебаний $\theta = 0.04 \ln(r_2/r_1)$. Такой маленький набег фазы означает, что плазменные колебания в ионном пучке происходят достаточно медленно, поэтому только малая часть потенциальной энергии взаимодействия ионов перейдет в кинетическую энергию их относительного движения и относительное расположение ионов также не успеет сильно измениться.

Выделим некоторую группу соседних ионов и перейдем в систему центра масс этого сгустка. Размеры сгустка медленно меняются: он растягивается в направлении движения за счет ускорения в межэлектродном промежутке и в поперечном направлении, так как ионы движутся по радиусам, проведенным из геометрического центра эмиссионной зоны. В системе центра масс сгустка каждый ион получает также небольшую хаотическую скорость, пропорциональную напряженности стохастического электрического поля в точке расположения иона.

Рассчитаем распределение плотности вероятности для напряженности z -компоненты электрического поля $p(F_z)$. Величина $p(F_z)$ определяет вероятность того, что в случайно выбранной точке пространства величина z -компоненты стохастического поля будет F_z . Для вычисления $p(F_z)$ воспользуемся результатами работы [13], где рассчитано распределение вероятности для величины силы гравитационного притяжения, действующей на звезды при их случайном расположении. Поскольку в первом приближении можно считать, что ионы расположены также случайно, а кулоновские и гравитационные силы одинаково спадают с расстоянием как $1/r^2$, то результаты работы [13] можно применить и к ионным пучкам.

В ионном пучке функция распределения модуля электрического поля [13]

$$p(|F|) = \frac{H(\beta)}{F^*}, \quad (11)$$

где

$$F^* = 2\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{3/2} en^2 l^3, \quad (12)$$

$$\beta = \frac{|F|}{F^*}, \quad (13)$$

$$H(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{x}{\beta}\right)^{3/2}\right] x \sin x dx. \quad (14)$$

Для функции распределения z -компоненты поля несложные выкладки дают

$$H(\beta_z) = \frac{1}{2} \int_{\beta_z}^\infty \frac{H(\beta)}{\beta} d\beta, \quad (15)$$

где

$$\beta_z = \frac{F_z}{F^*}. \quad (16)$$

Функция $H(\beta_z)$ рассчитана численно, ее график приведен на рис. 2.

Расширение ионного пучка приводит к тому, что плотность ионов падает и величина нормирующего множителя F^* уменьшается, однако сама функция $H(\beta_z)$ остается неизменной.

5. Найдем увеличение энергоразброса ионов в процессе ускорения. В экспериментах, как правило, измеряется полная ширина энергораспределения на полувысоте $\Delta E_{1/2}$, ее мы и будем вычислять.

Отклонение энергии иона от среднего значения

$$\Delta E = e \int_{\Delta r} F_z(r) dr, \quad (17)$$

где F_x — флуктуирующая часть электрического поля, обусловленная воздействием случайно расположенных соседних ионов.

Величина поля F_x распределена в пространстве с плотностью вероятности $p(F_x)$. Очевидно, распределение отклонений энергии ионов $p(\Delta E)$ должно иметь точно такой же характер.

Полная ширина функции $H(\beta_x)$ на полувысоте равна примерно 3, откуда имеем

$$\Delta E_{1/2} = 3e \int_{r_1}^{r_2} F^*(r) dr, \quad (18)$$

F^* определяется выражением (12).

Нижний предел интегрирования должен быть $r_1 \sim r_0$, причем вблизи поверхности эмиттера в выражение (18) нужно подставлять величину n_0 , определяемую из (5), а вдали — $n(x)$, определяемую выражением (4).

Каждый объем пучка с выделенными ионами растягивается в направлении поперек движения за счет расширения и в направлении вдоль движения за счет ускорения ионов. При этом меняется не только расстояние между ионами, но и при неравномерном растяжении также их относительное расположение, что может приводить к «перемешиванию» ионов и к изменению величины и направления силы eF_x , действующей на отдельный ион (напомним, что «перемешивание» ионов за счет взаимного отталкивания происходит пренебрежимо медленно). Но учитывая, что вблизи эмиттера (при $x < 10$) пучок растягивается по обоим направлениям примерно одинаково, а также тот факт, что основной вклад в интеграл (18) набирается на начальных участках траекторий, выберем верхний предел интегрирования $r_2 = \infty$ и перепишем (18) как

$$\Delta E_{1/2} = 6\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} e^2 \int_{r_0}^{\infty} n^{2/3}(r) dr. \quad (19)$$

Распределение потенциала вдоль оси можно представить в виде

$$W(x) = F_0 r_0 f(x), \quad (20)$$

где $F_0 r_0$ — константа с размерностью потенциала, $f(x)$ — безразмерная функция.

С учетом (4), (20) запишем (19) как

$$\Delta E_{1/2} = \frac{12\pi}{15^{2/3}} e \left(\frac{m}{F_0}\right)^{1/3} (j_0 r_0)^{2/3} \int_1^{\infty} \frac{dx}{x^{4/3} f^{1/3}(x)}. \quad (21)$$

Разумно предположить, что безразмерный интеграл в (21) не слишком сильно зависит от тока эмиссии, а основная зависимость определяется множителем $(j_0 r_0)^{2/3}$. В этом случае для галлиевого эмиттера при токах $J < 30$ мкА размер эмиссионной зоны $r_0 = \text{const}$, а $J \sim j_0$ [3] должна выполняться зависимость

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.67}.$$

Для ЭГД эмиттера ионов золота, напротив, $j_0 = \text{const}$, $J \sim r_0^{1/2}$ при токах $J > 5$ мкА [3] и должна выполняться зависимость

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.33}.$$

Эксперименты дают для ЭГД эмиттеров ионов галлия и золота $\Delta E_{1/2} \sim J^{0.76}$ [5] и $J^{0.35}$ [14] соответственно.

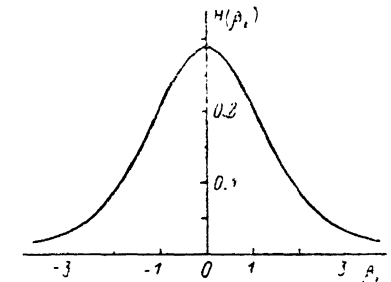


Рис. 2. График функции $H(\beta_x)$.

Для вычисления интеграла (19) были использованы распределения потенциала, предложенные в работе [15] (модель «сфера на конусе плюс пространственный заряд»). Размер эмиссионной зоны и плотность тока рассчитывались по методике, предложенной в [3]. На рис. 3 приведены результаты расчетов и зависимости величины энергоразброса от тока эмиссии, полученные в работах [4, 5], в том числе при разных температурах ЭГД эмиттера.

В выражение для величины энергоразброса (19) никак не входит температура эмиттера, как так оно получено в предположении абсолютно некоррелированного вылета ионов, что, конечно же, не вполне верно. Ион, вылетая с поверхности, своим зарядом уменьшает электрическое поле на ней, что препятствует вылету следующего иона. С ростом температуры корреляция вылетов уменьшается, расположение ионов в пучке становится более случайным и энергоразброс растет.

В этом смысле данные расчеты являются, скорее, верхней оценкой на величину энергоразброса. Однако учитывая, что зависимость энергоразброса от температуры не очень сильная, а также что шумы пучка при малых токах эмиссии на уровне дробовых [16], можно предположить, что корреляция вылетов ионов при рабочих температурах эмиттера все-таки невелика.

При вычислении интеграла (19) использовалось также предположение, что плотность

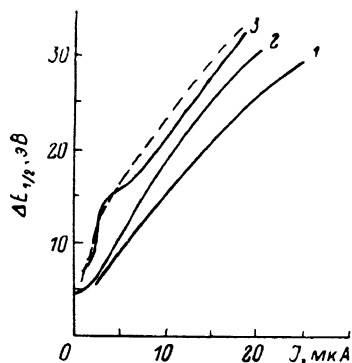


Рис. 3. Зависимость величины энергоразброса от тока эмиссии.

1, 3 — экспериментальные результаты для температуры эмиттера 293 и 552 К соответственно [4], 2 — экспериментальные результаты работы [5] (температура не сообщается).

тока $j_0 = J / (\Omega r_0^2)$ постоянна по всей поверхности эмиттера. С этим связана некоторая неопределенность в выборе величины телесного угла Ω . Для токов эмиссии $J \geq 10$ мкА, когда эмиссия идет с конца выступа на вершине конуса, $\Omega = 2\pi$, штриховой кривой на рис. 3 показаны результаты вычислений для этого случая. При токе эмиссии $J \leq 1$ мкА телесный угол, в который идет эмиссия, должен уменьшаться, что будет приводить к росту эмиссионной плотности тока j_0 по сравнению с расчетной, соответственно энергоразброс при малых токах эмиссии должен быть также несколько больше расчетного.

Поскольку основной вклад в интеграл (19) набирается вблизи поверхности эмиттера на расстояниях $r \sim r_0$, то на величину энергоразброса не влияют такие факторы, как форма и радиус острия иглы, форма вытягивающего электрода. Однако эти факторы оказывают решающее влияние на угловую интенсивность пучка на выходе из ионного источника, что связано с фокусировкой ионов в межэлектродном промежутке [17]. Поэтому попытки получить какое-либо соответствие между величиной энергоразброса и угловой интенсивностью пучка оказались безуспешными [17].

Приведенные выше расчеты верны для не слишком больших токов эмиссии ($J \leq 30$ мкА). При токах $J > 30$ мкА на поверхности конуса Тейлора возбуждаются интенсивные капиллярные волны, модулирующие ток пучка и приводящие к отрыву кластеров [18]. При этом резко возрастает перенос массы и вычисления радиуса эмиссионной зоны (а также плотности тока j_0) становятся некорректными.

6. Рассчитаем увеличение виртуального размера эмиттера. Как видно из рис. 4, а, виртуальный размер

$$a = ar = \frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\parallel}} r. \quad (22)$$

Здесь a — разброс углов, с которыми ионы приходят в точку A ; Δv_{\perp} — разброс поперечных скоростей ионов; r — расстояние до эмиттера, $r \gg a$.

При свободном разлете ионов из источника с центром в начале координат O изменение виртуального размера

$$da = \frac{1}{v_{\perp}} (v_{\perp} dr + r dv_{\perp}). \quad (23)$$

При движении ион переходит с одного радиуса на другой, и угол φ между направлением скорости иона и радиусом, проведенным через место его расположения, меняется (рис. 4, б)

$$d\varphi = -\frac{1}{r} v_{\perp} \frac{dr}{v_{\parallel}}. \quad (24)$$

Вспоминая, что

$$v_{\perp} = \varphi \cdot v_{\parallel}, \quad (25)$$

имеем из (24)

$$dv_{\perp} = -\frac{v_{\perp}}{r} dr. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (23), получаем при свободном разлете ионов $a = \text{const}$, как и следовало ожидать.

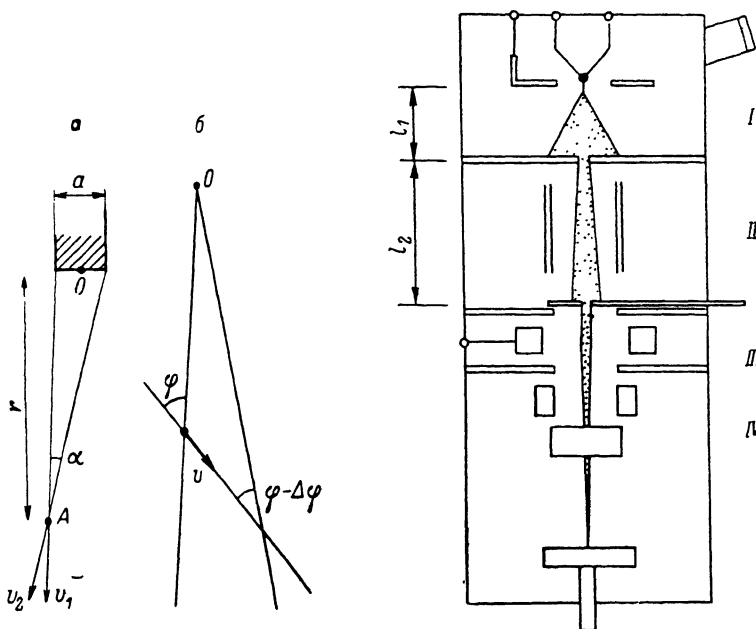


Рис. 4. Траектории ионов, иллюстрирующие рост виртуального размера эмиттера. а — в точку А приходят ионы со скоростями v_1 и v_2 , б — уменьшение поперечной компоненты.

Рис. 5. Схема ионно-оптической колонны для измерения виртуального размера ЭГД эмиттера [7].

I — триодная пушка, II — бланкирующие электроды, III — электростатическая линза, IV — отклоняющие пластины.

Теперь предположим, что в пучке есть флуктуирующие поля. В этом случае изменение виртуального размера

$$da = \frac{1}{v_{\perp}} r dv_{\perp F}, \quad (27)$$

где $dv_{\perp F}$ — изменение поперечной скорости, вызванное флуктуирующим полем,

$$dv_{\perp F} = \frac{e}{m} F_x \frac{dr}{v_{\parallel}}. \quad (28)$$

Распределение компоненты флуктуирующего поля F_x , очевидно, такое же, как и F_z , и виртуальный источник будет представлять собой не резко ограни-

ценный кружок, а пятно, яркость которого плавно падает от центра к краям. За виртуальный размер источника примем диаметр, на котором яркость по отношению к центру падает в два раза. Для этого случая из (12), (27), (28) и рис. 2 имеем

$$da = \frac{3F^*}{2U_0} r dr = 3\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \frac{en^{2/3}}{U_0} r dr, \quad (29)$$

U_0 — потенциал в дрейфовом промежутке относительно эмиттера.

Выражение (28) можно переписать как

$$da = 3\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2}{2U^4}\right)^{1/3} \frac{dr}{r^{1/3}} \quad (30)$$

или

$$a = \frac{9\pi}{2} \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2}{2U^4}\right)^{1/3} r^{2/3}, \quad (31)$$

где I — угловая интенсивность.

7. Оценим увеличение виртуального размера ЭГД эмиттера в конкретной ионно-оптической колонне. Виртуальный размер измерялся в работе [7] в колонне, схема которой приведена на рис. 5. До номинальной энергии 50 кэВ ионы ускоряются в промежутке $l_1 = 1.8$ см. Пройдя первую диафрагму, пучок с угловой интенсивностью $I = 75$ мкА/рад² дрейфует в промежутке $l_2 \approx 5.7$ см. Ток пучка на мишени ограничивается апертурной диафрагмой, установленной непосредственно перед линзой. Рост виртуального размера происходит лишь в промежутках l_1 и l_2 , так как после апертурной диафрагмы ток пучка настолько мал, что среднее расстояние между ионами больше поперечного размера пучка, и ионы летят в одиночном режиме, когда нет поперечных флуктуирующих полей.

Пренебрегая эффектами ускорения на участке l_1 , имеем из (31)

$$a = \frac{9\pi}{2} \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2(l_1 + l_2)^2}{2U_0^4}\right)^{1/3}, \quad (32)$$

$a = 32$ нм.

Значение $a = 32$ нм неплохо согласуется с экспериментальным значением $a = 40-45$ нм, учитывая оценочный характер расчетов и экспериментальную погрешность 20 нм [7].

8. Рассмотрим асимптотику функции $H(\beta_x)$ при $\beta_x \rightarrow \infty$. Это соответствует случаю очень сильных электрических полей, когда два иона оказываются рядом на небольшом расстоянии. Несложные выкладки дают $H(\beta_x) \sim \beta_x^{-1/2}$, если $\beta_x \rightarrow \infty$. Однако этой асимптотикой нельзя пользоваться для расчета формы «хвостов» функции распределения. Во-первых, предположение о пуассоновском распределении ионов в пучке является приближением, справедливым, лишь когда расстояние между соседними ионами сравнимо со средним расстоянием между ионами пучка. Как уже отмечалось выше, эмиссия двух расположенных рядом ионов — очень маловероятный процесс. Во-вторых, два близких иона сильно отталкиваются и будут быстро разлетаться друг от друга (в отличие от двух близких звезд, между которыми действуют силы притяжения). Предположение о неизменном взаимном расположении ионов в данном случае будет неверно. Таким образом, оба этих эффекта приводят к более быстрому уменьшению хвостов функции $H(\beta_x)$, чем предсказывают расчеты.

9. Рост виртуального размера приводит к уменьшению яркости эмиттера ионов. Если на поверхности эмиттера нормализованная яркость достигает величины $B_n \sim 10^{19}$ А/см²·рад², то за счет увеличения виртуального размера она снижается до $B_n \sim 10^{13}$ А/см²·рад². Эта яркость может быть реализована в сфокусированном ионном пучке при исключении влияния хроматических aberrаций, например за счет уменьшения апертурного угла, либо при использовании ахроматической оптики [19].

Очевидный путь подавления роста виртуального размера — это установка апертурной диафрагмы как можно ближе к ионному источнику, так как за диафрагмой ток пучка мал и ионы движутся в одиночном режиме, не испытывая взаимного рассеяния.

Что касается внутрипучкового рассеяния, приводящего к росту энерго-разброса, то его подавление, видимо, в принципе невозможно, поскольку в этом случае все разыгрывается в области с очень высокой плотностью тока и малыми размерами. Характеристики пучка в этой области определяются только видом рабочего вещества, его температурой и током эмиссии и не подвержены никаким другим внешним воздействиям.

Авторы благодарят В. В. Пархомчука и А. Н. Дубровина за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Bell A. E., Swanson L. W. // Nucl. Instrum. and Meth. 1985. Vol. B 10/11. P. 783—787.
- [2] Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Препринт института ядерной физики СО АН СССР. № 63. Новосибирск, 1987. 68 с.
- [3] Шабалин А. Л. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. № 2. С. 357—360.
- [4] Swanson L. W., Schwind G. A., Bell A. E. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 7. P. 3453—3455.
- [5] Mariott P. // J. Phys. D. 1986. Vol. 19. N 6. P. L115—L119.
- [6] Culbertson R. J., Robertson G. H., Sakurai T. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. Vol. 16. N 6. P. 1868—1870.
- [7] Komuro M., Kanayama T., Hiroshima H., Tanoue H. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. N 10. P. 908—910.
- [8] Boersch H. // Z. Phys. 1954. Bd 139. N 2. S. 115—146.
- [9] Knauer W. // Optik. 1981. Bd 59. N 4. S. 335—354.
- [10] Ward J. W. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. Vol. B3. N 1. P. 207—213.
- [11] Kang N. K., Swanson L. W. // Appl. Phys. 1983. Vol. A30. N 8. P. 95—104.
- [12] Kingham D. R., Swanson L. W. // Appl. Phys. 1984. Vol. A34. N 2. P. 123—132.
- [13] Chandrasekhar S. // Rev. Mod. Phys. 1943. Vol. 15. N 1. P. 70.
- [14] Paradopoulos S. // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. P. 194—199.
- [15] Castilho C. M. C., Kingham D. R. // J. Phys. D. 1986. Vol. 19. N 1. P. 147—156.
- [16] Swanson L. W., Schwind G. A., Bell A. E., Brady J. E. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. Vol. 16. N 6. P. 1864—1867.
- [17] Bell A. E., Swanson L. W. // Appl. Phys. 1986. Vol. A41. P. 335—346.
- [18] Дудников В. Г., Шабалин А. Л. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 4. С. 776—778.
- [19] Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. М., 1986. 192 с.

Институт ядерной физики
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
10 мая 1988 г.

В окончательной редакции
16 января 1989 г.