



Д.81
1988

59

19.12.

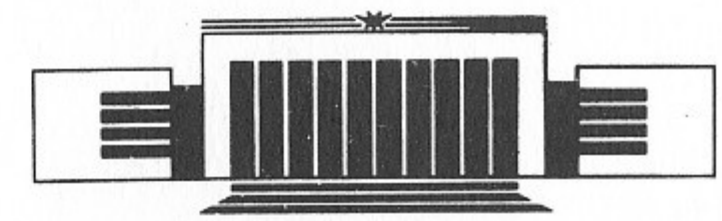
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

ЭВОЛЮЦИЯ ФУНКЦИИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ
ПО ИМПУЛЬСАМ ПРИ
ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № *Д.81*

ПРЕПРИНТ 88-94



НОВОСИБИРСК

Эволюция функции
распределения ионов по импульсам
при электрогидродинамической эмиссии

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

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

Evolution of ion momentum distribution function
in electrohydrodynamic emission

V.G. Dudnikov, A.L. Shabalin

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

АБСТРАКТ

The evolution of ion momentum distribution function due to interbeam interaction is considered. The specificity of electrohydrodynamic emission is taken into account. The broadening of the ion momentum distribution function resulted is growing the energy spread and emitter virtual size is caused by stochastic fields connected with nonordered disposition of ions. A little amount of potential energy of interacting ions is converted into kinetic energy of chaotic motion. The main energy broadening takes place at a distance of 10^{-6} cm from the emitter and an increase of the source virtual size occurs at a beam drift in the ion beam system.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. Электрогидродинамическая эмиссия ионов (далее э.г.д. эмиссия) 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]. При умеренных напряжениях $10^3 - 10^4$ В поля со столь высокой напряженностью создаются на «выступах» жидкости, самозаостряющихся электростатическими силами до радиуса кривизны $r_0 \sim 15$ Å [2]. 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

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

что значительно превышает яркость ионных источников всех других типов (для лучших плазменных источников $B_n \leq 10^9$ А/см² рад²). Фокусировкой пучков из э.г.д. эмиттеров электростатическими системами формирования с угловой апертурой $\sim 10^{-3}$ рад удается 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 эмиттанта. Для э.г.д. эмиттеров с током

$10^{-6} - 10^{-5}$ А характерен энергоразброс $\Delta E_{1/2} \sim 5 \div 10$ эВ [3, 4], тогда как в режиме полевой десорбции с током $\sim 10^{-9}$ А энергоразброс $\Delta E_{1/2} \sim 1,5$ эВ [5]. Увеличение энергоразброса при повышенной интенсивности обусловлено дополнительным разогревом продольной степени свободы ионов в пучках с высокой плотностью. Однако при уменьшении хроматических aberrаций за счет уменьшения угловой апертуры яркость сформированных пучков оказывается значительно меньше исходной [6], что указывает на ощутимый разогрев также и поперечных степеней свободы. Поскольку перечисленные процессы определяют предельные характеристики сформированных пучков, важно проследить их кинетику и оценить возможности минимизации их влияния.

Следует заметить, что существенное ухудшение характеристик пучков при их формировании и транспортировке является скорее правилом, чем исключением и при других методах генерации частиц. Однако имеются примеры формирования пучков с сохранением предельно высоких эмиссионных характеристик [7, 8].

2. На ранних стадиях исследования э.г.д. эмиттеров для объяснения увеличенного энергоразброса привлекался эффект Берша [9], обусловленный столкновительной перекачкой поперечной тепловой энергии частиц в продольную степень свободы, охлаждающуюся при ускорении. Позднее в работе [10] было показано, что в случае точечных эмиттеров заряженных частиц (к которым относятся э.г.д. эмиттеры ионов) нагрев продольной степени свободы 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 [10] получена функциональная зависимость величины энергоразброса от тока эмиссии.

Увеличение виртуального размера эмиттера рассчитывалось в работах [10, 11]. Результаты работы [10] плохо согласуются с экспериментальными данными и нам представляются неверными. В работе [11] 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 э.г.д. эмиссии, — это значительное превышение потенциальной энергии взаимодействия ионов над кинетической энергией их относительного дви-

жения. В таких пучках происходит одновременный рост продольной температуры, приводящий к увеличению энергоразброса ионов, и рост поперечной температуры, приводящий к увеличению виртуального размера эмиттера. Учтены также такие специфические для э.г.д. 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

$$j = j_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (2)$$

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, и траектории ионов искривляются, но заметное искривление траекторий за счет фокусировки начинается на расстоянии $r \geq 10 r_0$ [12]. 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 [13], $\Omega = 2\pi$. С уменьшением тока выступ

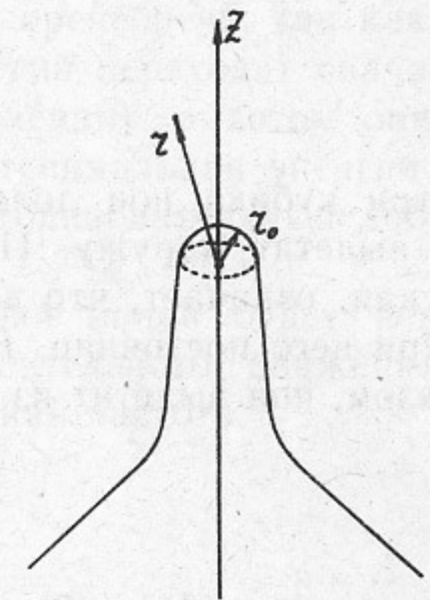


Рис. 1. Эмиссионная зона э.г.д. эмиттера в сферической системе координат. Эмиссия идет с полусферической вершины выступа радиуса r_0 .

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

$$\tau = \frac{e}{j_0 l^2}. \quad (6)$$

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 — испаряющееся 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

$$l = \left[\left(\frac{e}{j_0} \right)^2 \frac{eF_0}{2m} \right]^{1/5}. \quad (8)$$

При типичной плотности тока э.г.д. эмиттера ионов галлия $j_0 = 10^8$ А/см² имеем $l \approx 8$ Å, $n_0 = 2 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Тот факт, что $l < r_0$, оправдывает сделанное выше предположение о плоской поверхности эмиттера. Плотность ионов $n_0 = 2 \cdot 10^{21}$ см⁻³ значительно меньше

плотности ионов в веществе $n = 6 \cdot 10^{22}$ см⁻³ (для галлия), поэтому можно говорить о четко определенной границе металл — ионный пучок.

Ионный пучок вблизи эмиттера можно рассматривать как заряженную плазму с плотностью n_0 и температурой T порядка температуры эмиттера. Формально определенный дебаевский радиус

$$r_D = \left(\frac{T}{4\pi n_0 e^2} \right)^{1/2} \approx 0,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

при среднем расстоянии между ионами

$$l \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

То есть формально в дебаевской сфере содержится много меньше одной частицы, что соответствует случаю сильно неидеальной заряженной плазмы [14].

4. Неидеальность плазмы означает, что потенциальная энергия взаимодействия частиц больше кинетической энергии их относительного движения. 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 так как 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 $\tau \sim 1/\omega_{пл}$, где плазменная частота

$$\omega_{пл} = \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

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

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

Несложные расчеты показывают, что для пучка 6 кэВ ионов галлия с угловой интенсивностью 20 мкА/рад² (типичные параметры пучков в э.г.д. 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. Мы увидим, что 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 ц.м. 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 . Очевидно, $p(F_z) = p(F_x) = p(F_y)$.

Для вычисления $p(F_z)$ воспользуемся результатами работы [15], где рассчитано распределение вероятности для величины силы гравитационного притяжения, действующей на звезды при их случайном расположении. Так как в первом приближении можно считать, что ионы расположены также случайно, а кулоновские и гравитационные силы одинаково спадают с расстоянием как $1/r^2$, результаты работы [15] можно применить и к ионным пучкам.

В ионном пучке функция распределения модуля электрического поля [15]

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

где

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

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

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

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.

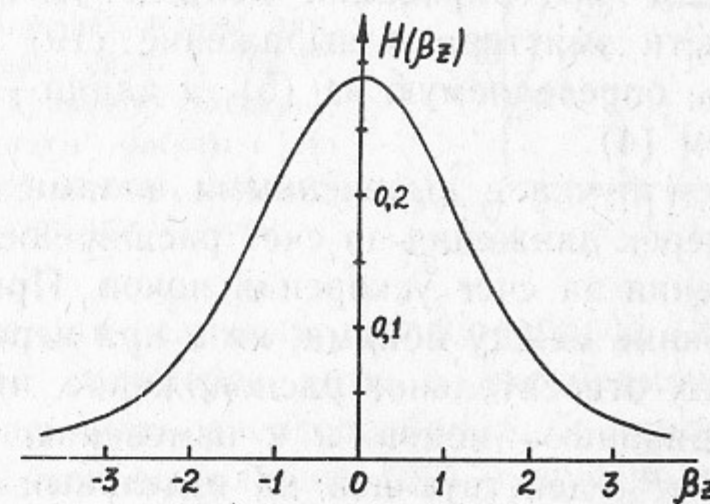


Рис. 2. График функции $H(\beta_z)$.

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.

Кинетическая энергия, которую набирает ион, пролетая расстояние Δr ,

$$W = \int_{\Delta r} v(r) dp = e \int_{\Delta r} v(r) F(r) dt = e \int_{\Delta r} F(r) dr. \quad (17)$$

Электрическое поле $F(r)$ складывается из двух частей—это «регулярная» часть, которая обеспечивает ускорение иона до его полной энергии, и флуктуирующая часть F_z , обусловленная воздействием случайно расположенных соседних ионов, приводящая к небольшому отклонению энергии иона от среднего значения. Отклонение энергии иона

$$\Delta E = e \int_{\Delta r} F_z(r) dr. \quad (18)$$

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

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

$$\Delta E_{1/2} = 3e \int_{r_1}^{r_2} F^*(r) dr, \quad (19)$$

F^* определяется выражением (12).

Нижний предел интегрирования должен быть $r_1 \sim r_0$, причем вблизи поверхности эмиттера в выражение (19) 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_z , 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 (19) набирается на начальных участках траектории, верхний предел интегрирования можно выбрать $r_2 = \infty$, что внесет небольшую погрешность, но упростит вычисления. Таким образом, (19) можно переписать как

$$\Delta E_{1/2} = 6\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} e^2 \int_{r_0}^{\infty} n^{2/3}(r) dr. \quad (20)$$

Для вычисления интеграла (20) были использованы распределения потенциала, предложенные в работе [16] (модель «сфера на конусе плюс пространственный заряд»). Размер эмиссионной зоны и плотность тока рассчитывались по методике, предложенной в [2]. Результаты расчетов приведены на рис. 3, на этом же рисунке приведены зависимости величины энергоразброса от тока эмиссии, полученные в работах [3, 4], в том числе при разных температурах э.г.д. эмиттера.

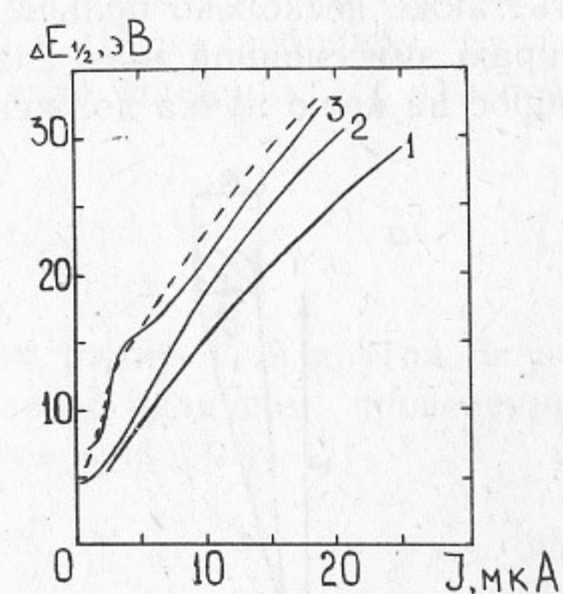


Рис. 3. Зависимость величины энергоразброса от тока эмиссии. Кривые 1, 3 — экспериментальные результаты для температуры эмиттера 293К и 552К, соответственно [3], кривая 2 — экспериментальные результаты работы [4] (температура не сообщается), штриховая кривая — расчет для $\Omega = 2\pi$.

В выражение для величины энергоразброса (20) никак не входит температура эмиттера, хотя в экспериментальных данных выделяется зависимость энергоразброса от температуры. Однако надо учитывать, что выражение (20) получено в предположении абсолютно некоррелированного вылета ионов с поверхности эмиттера, 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 [17], можно предположить, что корреляция вылетов ионов при

рабочих температурах эмиттера невелика, и расчеты правильно отражают реальную ситуацию.

При вычислении интеграла (20) использовалось также предположение, что плотность тока $j_0 = I/\Omega r_0^2$ 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, $\Omega = 2\pi$, и штриховой линией 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, и, соответственно, энергоразброс при малых токах эмиссии должен быть также несколько больше расчетного. Так как плотность тока на краю эмиссионной зоны спадает не резко, а постепенно, энергоразброс на краю пучка должен быть меньше, чем в центре.

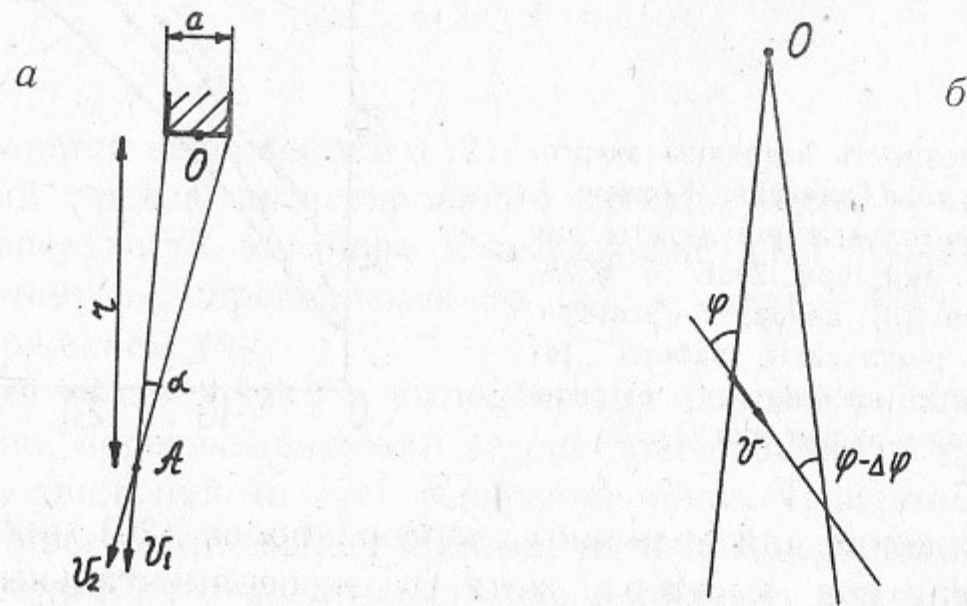


Рис. 4.

Так как основной вклад в интеграл (20) набирается вблизи поверхности эмиттера на расстояниях $r \sim r_0$, 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 [18]. Поэтому неудивительно, что попытки получить какое-либо соответствие между величиной энергоразброса и угловой интенсивностью пучка оказались безуспешными [18].

Приведенные выше расчеты верны для не слишком больших

токов эмиссии ($J \leq 30$ мкА). При токах $J > 30$ мкА на поверхности конуса Тейлора развиваются интенсивные капиллярные волны, модулирующие ток пучка и приводящие к отрыву кластеров [19]. 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. 4а, виртуальный размер

$$a = \alpha r = \frac{\Delta v_{\perp}}{v_{\parallel}} r. \quad (21)$$

Здесь α — разброс углов, с которыми ионы переходят в точку А, Δv_{\perp} — разброс поперечных скоростей ионов, r — расстояние до эмиттера (предполагается, что $r \gg a$). При свободном разлете ионов из источника с центром в начале координат О изменение виртуального размера

$$da = \frac{1}{v_{\parallel}} (v_{\perp} dr + r dv_{\perp}). \quad (22)$$

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. 4б),

$$d\varphi = -\frac{1}{r} v_{\perp} \frac{dr}{v_{\parallel}}. \quad (23)$$

Вспоминая, что

$$v_{\perp} = \varphi \cdot v_{\parallel}, \quad (24)$$

имеем из (23)

$$dv_{\perp} = -\frac{v_{\perp}}{r} dr. \quad (25)$$

Знак минус связан с тем, что при расширении пучка разброс поперечных скоростей уменьшается. Подставляя (25) в (22), получаем при свободном разлете ионов $a = \text{const}$, как и следовало ожидать.

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

$$da = \frac{1}{v_{\parallel}} r dv_{\perp F}, \quad (26)$$

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

$$dv_{\perp F} = \frac{e}{m} F_x \frac{dr}{v_{\parallel}} \quad (27)$$

Распределение компоненты флуктуирующего поля F_x , очевидно, такое же, как и F_z , и виртуальный источник будет представлять собой не резко очерченный кружок, а пятно, яркость которого плавно спадает от центра к краям. Поэтому за виртуальный размер источника примем диаметр, на котором яркость по отношению к центру падает в два раза. Для этого случая из (12), (26), (27) и рис. 2 имеем

$$da = \frac{3F^*}{2U_0} r dr = 3\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \frac{en^{2/3}}{U_0} r dr, \quad (28)$$

U_0 — потенциал в дрейфовом промежутке относительно эмиттера. Выражение (28) можно переписать как

$$da = 3\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2}{2U_0^4}\right)^{1/3} \frac{dr}{r^{1/3}}, \quad (29)$$

или

$$a = \frac{9\pi}{2} \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2}{2U_0^4}\right)^{1/3} r^{2/3}, \quad (30)$$

где I — угловая интенсивность.

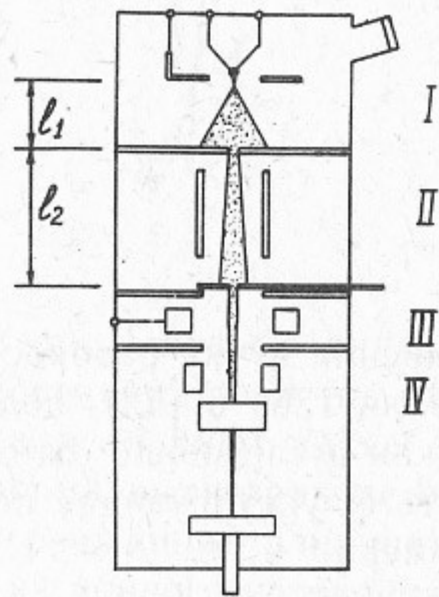


Рис. 5. Схема ионно-оптической колонны для измерения виртуального размера э.г.д. эмиттера [6]: I — триодная пушка, II — бланкирующие электроды, III — электростатическая линза, IV — отклоняющие пластины.

7. Оценим увеличение виртуального размера э.г.д. эмиттера в конкретной ионно-оптической колонне. Виртуальный размер измерялся в работе [6] 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 ионы летят в одиночном режиме, когда нет поперечных флуктуирующих полей. Например, при максимальном в [6] токе пучка 210 нА среднее продольное расстояние между ионами 0,3 мм, а поперечный размер пучка 0,15 мм. При меньших токах продольное расстояние между ионами растет, а поперечный размер пучка уменьшается еще сильнее.

Для точного расчета виртуального размера источника необходимо знать распределение плотности ионов вдоль оси и учитывать также уменьшение виртуального размера при ускорении пучка, которое следует из (21). Однако оценки показывают, что эффектами ускорения на участке l_1 можно пренебречь, и из (30) имеем

$$a \approx \frac{9\pi}{2} \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \left(\frac{mI^2(l_1+l_2)^2}{2U_0^4}\right)^{1/3}, \quad a = 32 \text{ нм}. \quad (31)$$

Значение $a = 32$ нм неплохо согласуется с экспериментальным значением $a = 40 \div 45$ нм, учитывая оценочный характер расчетов и экспериментальную погрешность 20 нм [6].

8. Рассмотрим асимптотику функции $H(\beta_z)$ при $\beta_z \rightarrow \infty$. Это соответствует случаю очень сильных электрических полей, когда два иона оказываются рядом на небольшом расстоянии. Несложные выкладки дают $H(\beta_z) \sim \beta_z^{5/2}$, если $\beta_z \rightarrow \infty$. Однако этой асимптотикой нельзя пользоваться для расчета формы «хвостов» функции распределения по двум причинам. Во-первых, предположение о пуассоновском распределении ионов в пучке является некоторым 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 $p(F)$, 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/см²рад², то за счет увеличения виртуального размера она снижается до $B_n \sim 10^{13}$ А/см²рад². 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 [20].

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 внутривидового рассеяния, приводящего к росту энергоразброса, то его подавление видимо в принципе невозможно, так как 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bell A.E., Swanson L.W. Nucl. Instrum. and Meth., 1985, v.B10/11, p.783—787.
2. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Электрогидродинамические источники ионных пучков. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-63. — Новосибирск, 1987. 68 с.
3. Swanson L.W., Schwind G.A., Bell A.E. J. Appl. Phys., 1980, v.51, N 7, p.3453—3455.
4. Mariott P. J. Phys. D: Appl. Phys., 1986, v.19, N 6, p.L115—L119.
5. Culbertson R.J., Robertson G.H., Sakurai T. J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, N 6, p.1868—1870.
6. Komuro M., Kanayama T., Hiroshima H., Tanoue H. Appl. Phys. Lett., 1983, v.42, N 10, p.908—910.
7. Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н. ЖЭТФ, 1982, т.83, № 6, с.2056—2064.
8. Бельченко Ю.И., Деревянкин Г.Е., Димов Г.И., Дудников В.Г. ПМТФ, 1987, № 4, с.106—115.
9. Boersch H. Z. Phys., 1954, Bd 139, N 2, p.115—146.
10. Knauer W. Optik, 1981, Bd 59, N 4, p.335—354.
11. Ward J.W. J. Vac. Sci. Technol., 1985, v.B3, N 1, p.207—213.
12. Kang N.K., Swanson L.W. Appl. Phys., 1983, v.A30, N 8, p.95—104.
13. Kingham D.R., Swanson L.W. Appl. Phys., 1984, v.A34, N 2, p.123—132.
14. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. — М., 1979. — 320 с.
15. Chandrasekhar S. Rev. Mod. Phys., 1943, v.15, N 1, p.70.
16. Castilho C.M.C., Kingham D.R. J. Phys. D: Appl. Phys., 1986, v.19, p.147—156.

17. Swanson L.W., Schwind G.A., Bell A.E., Brady J.E. J. Vac. Sci. Technol., 1979, v.16, N 6, p.1864—1867.
18. Bell A.E., Swanson L.W. Appl. Phys., 1986, v.A41, p.335—346.
19. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. ЖТФ, 1985, т.55, № 4, с.776—778.
20. Баранова Л.А., Явор С.Я. Электростатические электронные линзы. — М., 1986. — 192 с.

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

**Эволюция функции
распределения ионов по импульсам
при электрогидродинамической эмиссии**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 3 июня 1988 г.
Подписано в печать 13.07.88 г. МН 00458.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 94

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ "Электроника" и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*