

УДК 537.533.31

А. Л. Шабалин

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ ТОКА  
НА ПЕРИФЕРИИ СУБМИКРОННЫХ ЗОНДОВ

1. Для формирования субмикронных ионных пучков чрезвычайно привлекательны электрогидродинамические источники ионов, однако пучки из них обладают одной неприятной особенностью — плотность тока на большом расстоянии  $r$  от центра пучка падает довольно медленно, примерно как  $r^{-3,3}$  (рис. 1, где кривая 1 — профиль плотности тока пучка (условные единицы) при давлении остаточного газа  $p = 4 \cdot 10^{-5}$  Па [1], 2 — гауссов пучок  $\exp(-r^2/0,32^2)$ ). В ионной литографии это приводит к эффекту, аналогичному эффекту близости, — при экспонировании резиста соседние области засвечиваются «хвостами» пучка и рисунок искажается [2].

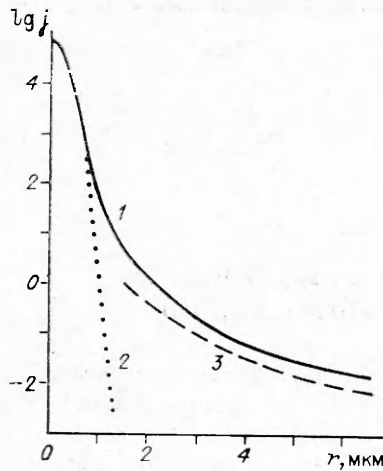
К появлению «хвостов» пучка могут приводить следующие причины: рассеяние ионов на остаточном газе, хроматические aberrации линз для ионов из «хвостов» функции распределения по энергии, взаимное рассеяние ионов, приводящее к появлению «хвостов» функции распределения по поперечным импульсам. В [1] обнаружено, что при уменьшении давления остаточного газа до  $p = 4 \cdot 10^{-5}$  Па плотность тока в «хвостах» перестает зависеть от давления, т. е. рассеяние на остаточном газе становится несущественным.

Измерения «хвостов» энергоразброса, проведенные в [3], показывают, что число ионов с большим дефицитом энергии  $\Delta E$  уменьшается примерно как  $\exp(-\Delta E)$ , т. е. «хвосты» энергоразброса не могут обеспечить медленное степенное уменьшение плотности тока. Рассмотренное ниже взаимное рассеяние ионов пучка также рассчитывалось в [4] методом Монте-Карло.

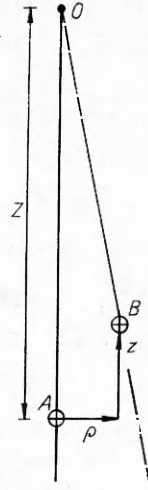
2. Каждый пучок создает собственное электрическое поле, которое можно условно разбить на две части. Первая обусловлена полным пространственным зарядом и вызывает упорядоченное расширение пучка, вторая — дискретностью заряда и случайным образом флуктуирует во времени и в пространстве, вызывая рассеяние ионов.

Если ионы в пучке расположены хаотично, напряженность флуктуирующего электрического поля подчиняется функции распределения Хольцмака [5]. При полевом испарении ионов их расположение около эмиттирующей поверхности не вполне случайно, так как вылетевший ион своим зарядом уменьшает поле на поверхности, препятствуя образованию следующего иона. Однако за счет того, что пучок быстро расширяется, причем только в направлении, перпендикулярном его оси, ионы перемешиваются и их расположение становится хаотичным.

«Хвосты» пучка возникают из-за наличия областей с сильным электрическим полем ( $F \gg en^{2/3}$ ,  $e$  — заряд,  $n$  — плотность ионов в пучке) и могут быть рассчитаны из распределения Хольцмака, однако в этом случае трудно учесть перемешивание ионов и их разлет за счет взаимного отталкивания (эти проблемы обсуждаются также в [6], где рассматриваются флуктуирующие поля  $F \sim en^{2/3}$  и получено выражение для виртуального размера источника). Но так как сильное поле в месте расположения «пробного» иона создается, как правило, только одним близко



Р и с. 1



Р и с. 2

расположенным «полевым» ионом, то «хвосты» функции распределения по поперечным скоростям можно рассчитывать, рассматривая парное взаимодействие, при этом эффекты перемешивания учтутся автоматически. Конечно, бывают случаи, когда рядом с пробным оказываются два и более полевых иона, однако при больших полях удельный вес таких случаев становится исчезающе мал. Так как точный расчет парного взаимодействия технически весьма сложен, восполь-

зуемся приближением, в котором траектории ионов под действием взаимного расталкивания почти не меняются, а затем оценим границы его применимости.

3. На рис. 2 изображены два близко расположенных иона на расстоянии  $Z$  от эмиттера, находящегося в точке  $O$ . Ион  $A$  помещен в центр локальной системы координат, которая движется вместе с ним вдоль оси  $Z$ , координаты иона  $B$  в этой системе  $z, \rho$ . Будем считать, что в момент времени  $t = 0$   $Z_0$  — координата иона  $A$  (причем  $z_0$  много меньше длины дрейфового промежутка  $L$ ), а  $Z_0$  и  $\rho_0$  — координаты иона  $B$ . Так как смещением ионов за счет взаимного отталкивания пренебрегаем, то по мере движения  $z = z_0, \rho = \rho_0 Z / Z_0$ .

Как показано в [6], притормозив удаление касательной к траектории иона от эмиттера в плоскости эмиттера (в [6] это удаление называется виртуальным размером)

$$(3.1) \quad dr = \frac{F_{\perp}}{2U} Z dZ.$$

Здесь  $U$  — напряжение на ускоряющем промежутке;  $F_{\perp}$  — поперечное флуктуирующее поле, действующее на ион:

$$(3.2) \quad F_{\perp} = \frac{e}{(\rho^2 + z^2)} \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}.$$

Подставляя (3.2) в (3.1) и интегрируя от  $Z_0$  до  $L \gg Z_0$ , получаем

$$(3.3) \quad r = \frac{eZ_0^2}{2U\rho_0^2} \left( \ln \frac{L (1 + \sqrt{(z_0 Z_0 / \rho_0 L)^2 + 1})}{z_0 (1 + \sqrt{(z_0 / \rho_0)^2 + 1})} + \frac{1}{\sqrt{(z_0 / \rho_0)^2 + 1}} - \frac{1}{\sqrt{(z_0 Z_0 / \rho_0 L)^2 + 1}} \right).$$

Предполагая  $z_0 \gg \rho_0$  (справедливость этого предположения покажем ниже) и учитывая, что  $L \gg Z_0$ , (3.3) представим в виде

$$(3.4) \quad r = \frac{eZ_0^2}{2U\rho_0^2} \left( \ln \frac{L}{z_0} - \ln \frac{z_0}{\rho_0} \right).$$

Вероятность того, что в момент времени  $t = 0$  координаты иона  $B$  будут  $\rho_0, z_0$ ,

$$(3.5) \quad dW = n2\pi\rho_0 d\rho_0 2dz_0$$

(двойка перед  $z_0$  появляется из-за того, что рассматриваем только  $z \geq 0$ ).

Выражаем  $dz_0$  из (3.4) как

$$dz_0 = -\frac{L}{Z_0} \frac{2U\rho_0^3}{eZ_0^2} \exp(-2Ur\rho_0^2/eZ_0^2) dr$$

и подставляем в (3.5):

$$(3.6) \quad dW = 8\pi n \frac{LU}{eZ_0^3} \exp(-2Ur\rho_0^2/eZ_0^2) \rho_0^4 d\rho_0 dr.$$

Интегрируя (3.6) от  $\rho_0 = 0$  до  $\rho_{0\max} = \left(\frac{eZ_0^2}{2Ur} \ln \frac{L}{Z_0}\right)^{1/2}$ , находим

$$(3.7) \quad dW = \sqrt{2}\pi n Z_0^2 L \left(\frac{e}{U}\right)^{3/2} \frac{dr}{r^{5/2}} \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{8} \operatorname{erf}(\sqrt{\lambda}) - \right. \\ \left. - (\lambda^{3/2}/2 + 3\lambda^{1/2}/4) \exp(-\lambda)\right)$$

( $\operatorname{erf}$  — интеграл вероятности,  $\lambda = \ln(L/Z_0)$ ).

Оценим величину  $\lambda$ , когда энергия ионов постоянна (это соответствует расширению пучка из кроссовера, в то время как при расширении из источника происходит ускорение ионов). Введенная выше локальная система координат годится лишь для случая, когда  $z_{0\max} \leq Z_0$ , что и определяет значение  $\lambda$ . В свою очередь,  $z_{0\max}$  находим из (3.4). В итоге

$$Z_{0\min} = z_{0\max} = L \frac{\rho_0}{Z_0} \leq L \left(\frac{e\lambda}{2Ur}\right)^{1/2} \quad \text{или} \quad \lambda \geq \ln\left(\frac{2Ur}{e\lambda}\right)^{1/2}.$$

При типичной для ионных установок энергии  $eU = 10 \div 50$  кэВ и для  $r = 1$  мкм получаем  $\lambda \geq 8$ , откуда скобку в (3.7) можно положить равной  $3\sqrt{\pi}/8$ . Так как интеграл вероятности  $\operatorname{erf}(x)$  набирается в основном при  $x \leq 1$ , это отвечает  $\rho_0 \ll z_0$ .

Величину  $nZ_0^2$  в (3.7) выражаем через угловую интенсивность пучка  $I$  и энергию ионов:

$$(3.8) \quad dW = \frac{3\pi^{3/2}}{8} \frac{ILm^{1/2}}{U^2} \frac{dr}{r^{5/2}}$$

( $m$  — масса иона).

Выражение (3.8) дает вероятность того, что наблюдателю в плоскости  $L$  два иона (так как ионы  $A$  и  $B$  равноправны) кажутся вылетевшими из точек, находящихся на расстоянии  $r$  от эмиттера. Кажущийся ток из кольца радиуса  $r$

$$dJ = J_0 2dW$$

( $J_0$  — полный ток пучка). Плотность тока  $j(r) = dJ/(2\pi r dr)$  или

$$(3.9) \quad j(r) = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} J_0 \frac{ILm^{1/2}}{U^2 r^{7/2}}.$$

Интересно сравнить результаты расчетов для двухчастичного приближения и распределения Хольтцмака. Воспользовавшись асимптотикой двумерного распределения Хольтцмака [6]

$$dW(F_\rho) = \pi \frac{\Gamma(7/4)\Gamma(1/2)}{\Gamma(9/4)} n e^{3/2} \frac{dF_\rho}{F_\rho^{5/2}} \quad \text{при} \quad F_\rho \rightarrow \infty$$

( $\Gamma$  — гамма-функция), а также формулой (3.1) и сравнив результат с (3.7), получаем, что для сильных полей коэффициент перемешивания равен 1 [6].

4. Для оценки влияния «хвостов» пучка при экспонировании рисунка рассмотрим следующую задачу. Будем засвечивать тонким пучком с током  $J_0$  всю плоскость, за исключением кружка радиусом  $R$ , тратя на

засветку каждой точки такое же время  $\tau$ , как и на экспонирование удлиненной точки. Очевидно, что  $\tau = \sigma_0/j_0$  ( $\sigma_0$  — необходимая доза,  $j_0$  — плотность тока в центре пучка). При засвечивании кольца радиуса  $r$  шириной  $dr$  доза в центре кружка

$$d\sigma = j(r) \tau \frac{2\pi r dr}{S}$$

( $S$  — площадь пучка на мишени,  $j(r)$  — распределение плотности тока (3.9)). Подставляя необходимые значения и интегрируя от  $R$  до бесконечности, находим дозу в центре кружка

$$(4.1) \quad \xi = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\pi^{3/2} I L m^{1/2}}{2 U^2 R^{3/2}}$$

Для пучка  $\text{Ga}^+$  типичное значение  $I = 100$  мкА/рад<sup>2</sup> при  $U = 20$  кВ и  $L = 20$  см, и из (4.1) имеем  $\xi = 0,04$  при  $R = 1$  мкм,  $\xi = 0,11$  при  $R = 0,5$  мкм,  $\xi = 0,45$  при  $R = 0,2$  мкм. Таким образом, «хвосты» ионного пучка необходимо учитывать при экспонировании рисунка с размерами элементов меньше 0,5 мкм.

5. Если же два иона окажутся очень близко друг к другу, то из-за отталкивания их траектории искривятся. Оценим, в каких случаях необходимо учитывать этот эффект.

Представим поперечное флуктуирующее поле в виде суммы двух слагаемых:  $F_{\perp} = F_{\perp 0} + \delta F_{\perp}$ . Здесь  $F_{\perp 0}$  — невозмущенное поле;  $\delta F_{\perp}$  — изменение этого поля из-за смещения ионов в результате расталкивания. В первом приближении имеем

$$(5.1) \quad \delta F_{\perp} = \frac{\partial F_{\perp 0}}{\partial \rho} \delta \rho + \frac{\partial F_{\perp 0}}{\partial z} \delta z,$$

где  $\delta \rho$ ,  $\delta z$  — отклонение иона от невозмущенной траектории, причем  $\delta \rho$  и  $\delta z$  рассчитываются из предположения, что на ион действует невозмущенное поле  $F_{\perp 0}$ ,  $F_{\parallel 0}$ . Расталкивание ионов приводит к уменьшению электрического поля, поэтому  $\delta F_{\perp} < 0$ . Так как выражение (3.1) линейно по  $F_{\perp}$ , влияние добавочного поля  $\delta F_{\perp}$  можно рассматривать отдельно. Отклонение иона по направлению к эмиттеру под действием  $\delta F_{\perp}$  (вывод формулы дан в приложении, причем считаем  $\ln(z_0/\rho_0)$  медленно меняющейся функцией) представим как

$$(5.2) \quad \delta r = \frac{e^2 Z_0^4 \lambda k}{2U^2 \rho_0^4 z_0}$$

( $0 < k < 1$ ). Вероятность того, что начальные координаты иона  $B$  будут  $\rho_0$ ,  $z_0$ ,

$$(5.3) \quad dW_{\delta} = n 2\pi \rho_0 d\rho_0 2dz_0.$$

С помощью (5.2) выражаем  $d\rho_0$  через  $d(\delta r)$  и, интегрируя (5.3) по  $z_0$ , находим

$$(5.4) \quad dW_{\delta} = \pi \sqrt{2} n Z_0^2 \frac{e}{U} (\lambda k)^{1/2} z_{0\max}^{1/2} \frac{d(\delta r)}{\delta r^{3/2}}.$$

Величину  $z_{0\max}$  оцениваем при  $k = 0$  или  $z_{0\max} = \rho_0 L / Z_0$ , откуда

$$(5.5) \quad z_{0\max} = \left( \frac{e^2 \lambda k L^4}{2U^2 \delta r} \right)^{1/5}.$$

Подставляя (5.5) в (5.4), получаем вероятность того, что два иона отклонятся на расстояние  $\delta r$  по направлению к эмиттеру

$$(5.6) \quad dW_{\delta} = \pi 2^{2/5} n Z_0^2 \left( \frac{e}{U} \right)^{6/5} (\lambda k)^{3/5} L^{2/5} \frac{d(\delta r)}{(\delta r)^{8/5}}.$$

Очевидно, выражением (3.9) нельзя пользоваться, когда вероятность  $dW$  отклонения иона от эмиттера на расстояние  $r$  станет равна вероятности

сти  $dW_\delta$  отклонения иона к эмиттеру на расстояние  $\delta r = r$ . Критическое расстояние  $r$  находим, приравнявая (3.7) и (5.6):

$$dW(r^*) = dW_\delta(r^*).$$

После несложных расчетов имеем

$$r^* = \frac{(3\sqrt{\pi})^{10/9}}{2^{29/9}} \left(\frac{e}{U}\right)^{1/3} \left(\frac{L}{\lambda k}\right)^{2/3}.$$

Таким образом, при  $r < r^*$  выражение (3.9) остается верным, а при  $r > r^*$  плотность тока падает быстрее, чем  $r^{-7/2}$ . При типичных параметрах Га пучка (см. выше) и  $k = 1$   $r^* = 2,4$  мкм, если же  $k = \lambda^{-1}$  (а именно при таких  $k$  набирается интеграл в (3.7)), то  $r^* = 10$  мкм. Как следует из п. 4, влияние «хвостов» пучка на таких расстояниях невелико, и искажением траекторий ионов из-за отталкивания можно пренебречь.

6. Другая причина, которая может приводить к отклонению от (3.9), — это разница продольных скоростей из-за конечного энергоразброса, когда два близких иона пролетают мимо друг друга, не успев взаимодействовать. Если расстояние между ионами  $\sim n^{-1/3}$ , этот эффект несуществен [6]. В другом предельном случае, когда два иона расположены очень близко (что соответствует большим  $r$  в (3.4)), можно рассматривать однократное рассеяние на малые углы. Угол, на который рассеются ионы,

$$(6.1) \quad \alpha = \frac{2e^2}{mv_{\parallel} v_0 \rho} = \frac{2e}{\delta U \rho}.$$

Здесь  $v_{\parallel}$  — относительная скорость;  $v_0$  — полная скорость ионов;  $\rho$  — прицельный параметр;  $e\delta U$  — разность энергий. Вероятность того, что за время  $\delta t$  мимо пробного пролетит полевой ион,

$$dW = 2\pi n \rho d\rho v_{\parallel} \delta t.$$

Принимая во внимание, что  $\delta t = dZ/v_0$ ,  $n = n_0 Z_0^2/Z^2$ ,  $r = \alpha Z$ , и учитывая (6.1), получаем

$$(6.2) \quad dW = 4\pi n_0 Z_0^2 \frac{e^2 L}{\delta U U} \frac{dr}{r^3}.$$

Выражение (6.2) дает вероятность того, что траектории двух ионов отклонятся на расстояние  $r$ . Распределение плотности тока при этом

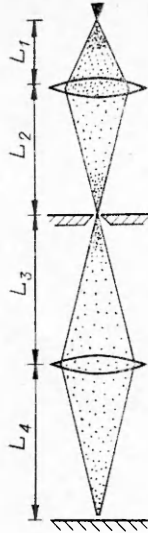
$$(6.3) \quad j(r) = 2\sqrt{2} J_0 \frac{IL(me)^{1/2}}{\delta U U^{3/2} r^4}.$$

Напоминаем, что (6.3) дает распределение плотности тока при больших  $r$  с учетом конечного энергоразброса. Приравнявая (3.9) и (6.3), находим критическое расстояние

$$r_* = \frac{512}{9\pi} \frac{eU}{(\delta U)^2}.$$

При  $r < r_*$  верно выражение (3.9), а при  $r > r_*$  — (6.3). Для типичных параметров Га пучка ( $e\delta U \sim 10$  эВ) имеем  $r_* = 5$  мкм.

7. Сравним полученные результаты с экспериментальными данными. В [1] проделаны измерения зависимости интенсивности «хвостов» ионного зонда от давления остаточного газа в двухлинзовой ионно-оптической колонне. Обработка результатов [1] показывает, что при минимальном давлении ( $p = 4 \cdot 10^{-5}$  Па) вклад рассеяния ионов на газе пренебрежимо мал. Наши расчеты проделаны для одного дрейфового промежутка, однако они легко обобщаются и на более сложные случаи (см. приложение). В [1] использовались двухзарядные ионы  $\text{Si}^{++}$  и ускоряющее напряжение 50 кВ. Колонну условно разбиваем на четыре участка (рис. 3). По чертежу в [1] оцениваем их длины как  $L_1 = 3,2$  см,  $L_2 = 6$  см,  $L_3 = 7,2$  см,  $L_4 = 7$  см. Считаем, что угловая интенсивность на последнем



Р и с. 3

участке  $I = 10$  мкА/рад<sup>2</sup> (доля  $\text{Si}^{++}$  в сплавном источнике  $\sim 10\%$  от полного тока [7], но при ускорении угловая интенсивность растет). Результаты расчетов по формуле (3.9) представлены на рис. 1 линией 3. Так как диаметр пучка большой ( $2r_0 = 0,64$  мкм), «хвосты» заметны также на большом расстоянии ( $r \geq 2$  мкм). В более тонких пучках «хвосты» должны появляться при меньших  $r$ . На наш взгляд, согласно с экспериментальными данными удовлетворительное. Но необходимо помнить, что некоторые данные ( $I, L$ ) точно неизвестны, поэтому использовались их оценочные значения.

Таким образом, можно заключить, что «хвосты» пучка возникают из-за взаимного рассеяния ионов. Вредное влияние «хвостов» может ощущаться при изготовлении рисунков с размерами элементов  $\leq 0,5$  мкм, причем на этих расстояниях ослабление «хвостов» из-за расталкивания ионов и конечного энергоразброса несущественно. Их можно в значительной степени подавить, работая с уменьшением на последнем участке колонны. Видимо, этот же эффект может проявляться в автоэлектронных эмиттерах и в ионных источниках с полевой ионизацией.

**Приложение.** Отклонение иона от невозмущенной траектории рассчитываем по формулам

$$(П.1) \quad \delta \ddot{\rho} = eF_{\perp 0}/m, \quad \delta \ddot{z} = eF_{\parallel 0}/m.$$

Интегрируя уравнения (П.1), получаем

$$(П.2) \quad \delta \rho = \frac{eZ_0^2}{2U\rho_0^2} \left[ \frac{\Lambda - 1}{\sqrt{\Theta^2 + 1}} - \ln \frac{\Lambda + \sqrt{\Theta^2 + \Lambda^2}}{1 + \sqrt{\Theta^2 + 1}} \right], \quad \delta z = \frac{eZ_0^2}{2U\rho_0^2} \times \\ \times \left[ \sqrt{1 + \Lambda^2/\Theta^2} - \frac{\Theta + \Lambda/\Theta}{\sqrt{\Theta^2 + 1}} \right],$$

где  $\Theta = z_0/\rho_0$ ;  $\Lambda = Z/Z_0$ . При интегрировании полагаем, что  $\rho = \rho_0\Lambda$ . Подставляя (П.2) в (5.1) и учитывая, что нас интересует область значений  $\Theta \gg 1$ ,  $\Lambda \gg 1$ , имеем

$$(П.3) \quad \delta F_{\perp} = \frac{e^2 Z_0^4}{2U\rho_c^5} \left[ \frac{4\Theta^2\Lambda - 2\Lambda^3 + 3\Lambda^2}{\Theta(\Theta^2 + \Lambda^2)^{5/2}} - \right. \\ \left. - \frac{(\Theta^2 - 2\Lambda^2) \ln(\Lambda/\Theta + \sqrt{1 + \Lambda^2/\Theta^2})}{(\Theta^2 + \Lambda^2)^{5/2}} - \frac{3\Lambda}{(\Lambda^2 + \Theta^2)^2} \right].$$

Подставляем (П.3) в (3.1) и интегрируем. Интеграл разбиваем на две части:  $1 < \Lambda < \Theta$  и  $\Theta < \Lambda < L/Z_0$ . Первый интеграл вычисляем из предположения  $\Lambda \ll \Theta$ , второй — из  $\Lambda \gg \Theta$ . Оставляя только главные слагаемые, получаем

$$\delta r = \frac{e^2 Z_0^4}{2U^2 \rho_0^4 z_0} \ln \frac{L}{Z_0 \Theta} \quad \text{или} \quad \delta r = \frac{e^2 Z_0^4}{2U^2 \rho_0^4 z_0} \left( \lambda - \ln \frac{z_0}{\rho_c} \right).$$

Рассмотрим двухлинзовую ионно-оптическую колонну, аналогичную той, что использовалась в [1] (см. рис. 3). Пусть на последнем участке ион отклонится от центра зонда на расстояние  $r_4$ . Так как при одинаковом  $\rho_0$  величина  $Z_0$  пропорциональна длине промежутка  $L$ , из (3.4) отклонение траектории этого же иона от кроссовера на третьем участке  $r_3 = r_4(L_3/L_4)^2$ , на втором  $r_2 = r_3$  и на первом  $r_1 = r_2(L_1/L_2)^2$ . Суммарное отклонение иона на мишени с учетом увеличения будет

$$r = r_4 + r_3 \frac{L_4}{L_3} + r_2 \frac{L_4}{L_3} + r_1 \frac{L_2}{L_1} \frac{L_4}{L_3},$$

$$r = r_4 \left( 1 + 2 \frac{L_3}{L_4} + \frac{L_3}{L_4} \frac{L_1}{L_2} \right),$$

и вероятность отклонения на расстояние  $r$  после всей колонны

$$dW(r) = dw(r) \left( 1 + 2 \frac{L_3}{L_4} + \frac{L_3}{L_4} \frac{L_1}{L_2} \right)^{3/2},$$

где  $dw(r) = \frac{3\pi^{3/2}}{2^{5/2}} n Z_0^2 L_4 \left( \frac{e}{U} \right)^{3/2} \frac{dr}{r^{5/2}}$ ;  $n Z_0^2$  выражается через  $I_4$  — угловую интенсивность на последнем участке. Плотность тока в плоскости мишени

$$j_M(r) = j_4(r) \left( 1 + 2 \frac{L_3}{L_4} + \frac{L_3}{L_4} \frac{L_1}{L_2} \right)^{3/2}$$

( $j_4$  — распределение плотности тока из-за расширения пучка только на последнем участке). Если сильно уменьшить длину последнего участка, то из-за уменьшения  $I_4$  величина  $j_4 \sim L_4^3$  и плотность тока в «хвостах» на мишени упадет как  $L_4^{3/2}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Komuro M. Radii broadening due to molecular collision in focused ion beams // Appl Phys. Lett.— 1988.— V. 52, N 1.
2. Kubena R. L., Ward J. W. Current-density profiles for a Ga<sup>+</sup> ion microprobe and their lithographic implications // Appl. Phys. Lett.— 1987.— V. 51, N 23.
3. Ishitani T., Kawanami Y., Ohnishi T., Umemura K. Ion-energy distribution in liquid-metal-ion sources // Appl. Phys. A.— 1987.— V. 44, N 3.
4. Ward J. W., Kubena R. L., Utlaut M. W. Transverse thermal velocity broadening of focused beams from liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol.— 1988.— V. B6, N 6.
5. Chandrasekhar S. Stochastic problems in physics and astronomy // Rev. Mod. Phys.— 1943.— V. 15, N 1.
6. Шабалин А. Л. Уменьшение фазовой плотности в пучках с высокой яркостью // ПМТФ.— 1992.— № 2.
7. Gamō K., Matsui T., Namba S. Characteristics of Be — Si — Au ternary alloy liquid metal ion sources // Jap. J. of Appl. Phys.— 1983.— V. 22, N 11.

г. Новосибирск

Поступила 27/1 1992 г.

УДК 533.6.011.72

И. С. Белоцерковец, В. И. Тимошенко

#### К РАСЧЕТУ НЕРЕГУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Рассматривается задача о нерегулярном маховском взаимодействии (отражении) ударных волн (УВ). Структура течения представлена на рис. 1, а. В некоторой точке А образуется отраженная УВ АВ, поверхность контактного разрыва AL и сильная УВ АО с дозвуковым течением за ней. По особенностям математической постановки эта задача примыкает к задачам о распространении дозвуковой струи в спутном сверхзвуковом потоке, рассмотренным в [1]. В невязком приближении маховское взаимодействие УВ рассматривалось в [2, 3] на примере истечения перерасширенной струи в затопленное пространство. В постановке, предложенной в [1], можно провести расчет маховского взаимодействия с учетом вязкости газа.

1. Для выяснения общих закономерностей маховского взаимодействия рассмотрим эволюцию картины взаимодействия при увеличении интенсивности падающей УВ AA'. Интенсивность этой волны при задан-

© И. С. Белоцерковец, В. И. Тимошенко, 1992