

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1341/2-81

P9-80-820

А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф

ЭМИТТАНС ИОННОГО ПУЧКА
НА ВЫХОДЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ

1980

Возможность эффективного использования коллективного ускорителя тяжелых ионов КУТИ^{/1/} в качестве инжектора тяжелоионного синхротрона ТИС^{/2/} в значительной степени определяется конфигурацией фазового пространства, занимаемого ионным пучком КУТИ, а также распределением плотности ионов в этом пространстве. Эти характеристики ионного пучка определяются специфическими условиями рождения ионов внутри электронного кольца.

Приведенные в^{/1/} оценки для эмиттанса и импульсного разброса ионного пучка являются приближенными и требуют более детального анализа.

Рассмотрим условия рождения ионов в релятивистском $\gamma \approx 30$ электронном кольце со средним радиусом R , малым круговым сечением радиуса a_0 и равномерно распределенной по его объему плотностью электронов n_e . Ионы, рождающиеся в результате столкновения нейтральных атомов с электронами кольца, совершают колебания в потенциальной яме электронного кольца. Начальными /тепловыми/ скоростями ионов можно пренебречь, так как они составляют величину $\leq 10^{-3}$ от скорости колебательного движения ионов в кольце при характерных для КУТИ параметрах электронного кольца $R=4$ см, $a_0=0,2$ см, число электронов $N_e=10^{13}$. Такими же по порядку величины оказываются относительное отличие движения ионов в кольце от центрального, вызванное учетом начальных скоростей, и асимметрия движения ионов относительно центра кольца, связанная с действием на них продольного магнитного поля, обеспечивающего вращение электронов. Таким образом, движение ионов в потенциальной яме электронного кольца можно считать /с хорошей точностью/ гармоническим радиальным колебанием с частотой

$$\Omega_z = \frac{c}{a_0} \sqrt{\frac{Z m \Gamma_e N_e}{\pi A M_p R}}, \quad /1/$$

где Z - зарядность иона, A - его атомное число, m и M_p - массы электрона и протона соответственно, Γ_e - классический радиус электрона. Вероятность ионизации нейтрального атома в электронном кольце определяется выражением

$$W_i = 1 - e^{-r_p/r_i}, \quad /2/$$

где $\sigma_i = (n_p \sigma_c)$ - характерное время ионизации атома, σ - полное сечение ионизации атома данного элемента электронным ударом, $\tau_p = \frac{a_0}{v_a}$ - среднее время нахождения в кольце атома, имеющего скорость v_a .

Возможны два крайних случая $\frac{\tau_p}{\tau_i} \ll 1$ и $\frac{\tau_p}{\tau_i} \gg 1$. В первом плотность нейтральных атомов в малом сечении кольца практически постоянна и ионы рождаются равномерно по сечению кольца. Тогда нормированное на единицу распределение однозарядных ионов по амплитудам колебаний $\bar{a} = a/a_0$ имеет вид

$$f_1(\bar{a}) = 2\bar{a}. \quad /3/$$

Во втором случае ионы рождаются, в основном, у поверхности кольца, и начальное распределение их по амплитудам колебаний близко к δ -образному.

Оценки для приведенных выше параметров электронного кольца и сечений ионизации из ^{/3,4/} показывают, что в случае накопления ионов из остаточного газа при $T = 300$ К величины $\frac{\tau_p}{\tau_i}$ равны: для урана - 3,35; ксенона - 1,61; криптона - 0,78; атомарного азота - 0,135; молекулярного азота 0,037. Таким образом, ионы азота будут рождаться практически равномерно по сечению кольца, ионы урана - в основном у поверхности кольца, а для ксенона и криптона имеют место промежуточные случаи. При накоплении ионов из специального источника нейтральных атомов скорости атомов могут быть заметно выше и тогда даже для урана может оказаться $\frac{\tau_p}{\tau_i} \lesssim 1$.

По мере увеличения зарядности ионов в процессе последующей ступенчатой ионизации, амплитуды их колебаний затухают. Если бы зарядность ионов изменялась непрерывно, то амплитуды их колебаний затухали по адиабатическому закону, и нормированное распределение по амплитудам ионов с зарядностью Z имело бы вид

$$f_Z(\bar{a}) = \begin{cases} \sqrt{Z} \cdot f_1(\bar{a}) & \text{при } \bar{a} \leq 1/\sqrt[4]{Z} \\ 0 & \text{при } \bar{a} > 1/\sqrt[4]{Z}. \end{cases} \quad /4/$$

Дискретность изменения зарядности ионов несколько меняет картину. Эта задача была рассмотрена Ласлетом ^{/5/} для случая равномерного рождения однозарядных ионов по сечению кольца, когда $f_1(\bar{a})$ имеет вид /3/. В этом случае для $Z=2$

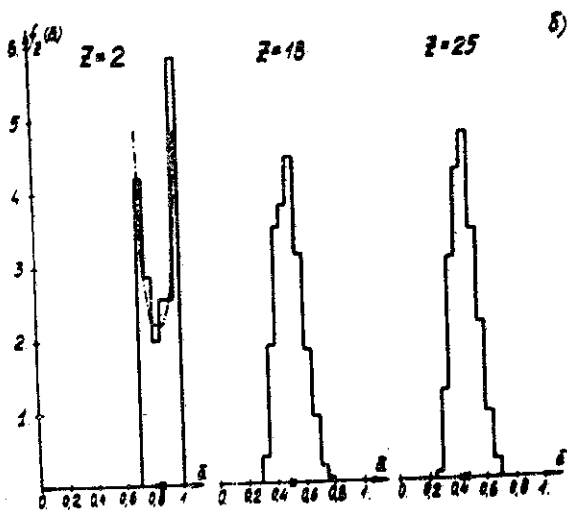
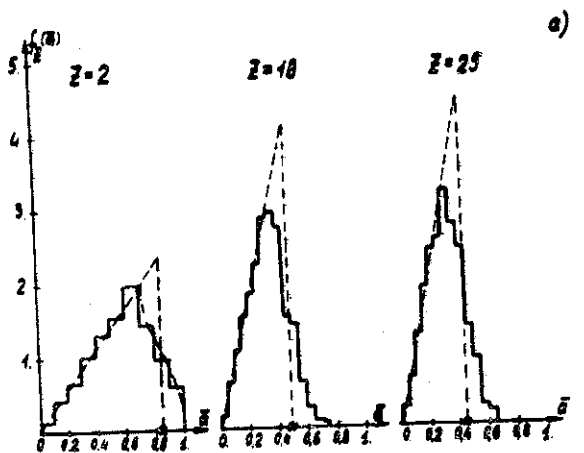


Рис. 1. Функции распределения ионов по амплитудам для различных Z : а - равномерное рождение ионов по сечению кольца; б - рождение ионов на поверхности кольца; --- - аналитическая зависимость для $Z=2$; ---- - приближенные распределения /4/; \times - $\bar{a}=1/\sqrt{Z}$.

$$f_2(\bar{a}) = 2\sqrt{2}\bar{a} \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{при } \bar{a} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arcsin\left(3 - \frac{2}{\bar{a}^2}\right) \right] & \text{при } \frac{1}{\sqrt{2}} < \bar{a} \leq 1 \end{array} \right. \quad /5/$$

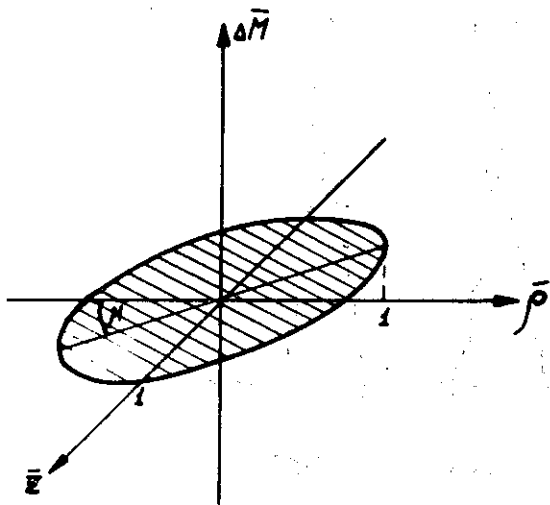


Рис.2. Поверхность, на которой происходит первоначальное рождение ионов.

При $Z > 2$ $f_Z(\bar{a})$ выражаются кратными интегралами с кратностью $Z - 2$, которые вычисляются только численно. Вид этих распределений из ^{5/} приведен на рис. 1а. Здесь же пунктиром изображены соответствующие приближенные распределения ^{4/}.

В случае, когда $f_1(\bar{a}) = \delta(\bar{a} - 1)$, т.е. все ионы рождаются на поверхности кольца, $f_2(\bar{a})$ имеет вид ^{5/}

$$f_2(\bar{a}) = \begin{cases} 0 & \text{при } \bar{a} \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\bar{a}}{\sqrt{(1-\bar{a}^2)(\bar{a}^2-1/2)}} & \text{при } \frac{1}{\sqrt{2}} \leq \bar{a} \leq 1. \end{cases} \quad /6/$$

На рис. 1б приведены рассчитанные численно, аналогично ^{5/}, функции распределения ионов по амплитудам $f_Z(\bar{a})$ при различных Z для случая $f_1(\bar{a}) = \delta(\bar{a} - 1)$. Из рис. 1б видно, что с ростом Z δ -функция расплывается, но положение ее среднего значения хорошо согласуется с адиабатическим законом затухания ^{4/}, согласно которому $\bar{a}_Z = 1/\sqrt[3]{Z}$.

Все остальные возможные случаи рождения ионов по сечению кольца и соответствующие им функции распределения по амплитудам будут промежуточными между рассмотренными выше двумя крайними случаями.

Следует заметить, что предположение о совершении ионами в кольце чисто радиальных колебаний приводит к бесконечной плотности ионов в центре малого сечения кольца. Этот "нефизический" результат связан с тем, что все ионы, родившиеся в один момент времени, через четверть периода колебаний одновременно приходят в центр сечения кольца. Реально же этого не происходит по ряду причин. Во-первых, учет начальных тепловых скоростей приводит к тому, что ионы не достигают центра, а проходят на некотором, хотя и малом расстоянии от него. Во-вторых, по мере увеличения плотности ионов в центре сечения кольца искажается потенциальная яма электронного кольца вблизи центра, что также приводит к тому, что плотность ионов в центре уменьшается.

Поскольку электронное кольцо находится в продольном магнитном поле B_z , то ион, родившийся на радиусе R , имеет начальный магнитный момент $M_0 = \frac{eB_z R^2}{2c}$. Ионы, рождающиеся в разных точках сечения кольца, имеют закономерный относительный разброс по моментам, равный

$$\frac{\Delta M_1}{M} = \frac{2\rho_1}{R} + \left(\frac{\rho_1}{R}\right)^2, \quad //7/$$

где $\rho_1 = r - R$.

Максимальное его значение при $\rho_1 = a_0 = 0,2$ см и $R = 4$ см равно $\pm 10\%$.

Таким образом, если пренебречь квадратичным членом в //7/, рождение ионов происходит на поверхности эллипса в координатах $\bar{\rho} = \frac{r-R}{a_0}$, $\bar{z} = \frac{z}{a_0}$, $\Delta \bar{M} = \frac{M-M_0}{M_0}$ /рис.2/, проходящего через начало координат, имеющего проекцию на плоскость $\bar{\rho}, \bar{z}$ в виде единичного круга и угол наклона к ней μ ($\tan \mu = \frac{2a_0}{R}$). Родившиеся на этой поверхности ионы двигаются затем по коническим поверхностям, проходящим через точки их рождения.

Кроме закономерного разброса по начальным моментам ионы имеют также случайный разброс, вызванный азимутальной составляющей тепловой скорости нейтральных атомов. Это приводит к "размазыванию" точек рождения ионов относительно указанного эллипса. Величина этого разброса для урана составляет $\sim 1\%$.

В процессе каждой последующей ионизации магнитный момент иона возрастает скачком на величину $\Delta M_i = M_0 \frac{r_i^2}{R^2}$, зависящую от радиуса r_i , на котором произошла i -я ионизация. Полагая $r_i = R + \rho_i \cos \theta_i$, где ρ_i - амплитуда радиальных колебаний ионов с зарядом $Z=i$, θ_i - фаза колебаний в момент перехода иона из зарядности i в $i+1$, получим закон изменения момента иона

$$M_Z = M_0 \left[Z + 2 \frac{\rho_1}{R} + \left(\frac{\rho_1}{R} \right)^2 + \sum_{i=1}^{Z-1} \left(2 \frac{\rho_i}{R} \cos \theta_i + \frac{\rho_i^2}{R} \cos^2 \theta_i \right) \right]. \quad /8/$$

Считая, что амплитуды колебаний затухают по адиабатическому закону $\rho_i = \frac{\rho_1}{\sqrt{i}}$ и усредняя по фазам колебаний, получим среднее значение момента ионов, имевших начальное радиальное отклонение ρ_1

$$\bar{M}_Z = M_0 Z \left[1 + 2 \frac{\rho_1}{RZ} + \frac{\rho_1^2}{R^2 Z} \left(1 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{Z-1} \frac{1}{\sqrt{i}} \right) \right], \quad /9/$$

для $Z \gg 1$

$$\bar{M}_Z \approx M_0 Z \left[1 + 2 \frac{\rho_1}{RZ} + \frac{\rho_1^2}{R^2 Z} \left(1 + \frac{\sqrt{Z}}{2} \right) \right]. \quad /10/$$

При этом происходит расплывание распределения по моментам с дисперсией

$$\overline{\delta M_Z^2} = \sum_{i=1}^Z \overline{\delta M_i^2} = \sum_{i=1}^Z \overline{(M_i - \bar{M}_i)^2}. \quad /11/$$

Подставляя M_i и \bar{M}_i из /8/ и /10/, получаем для $Z \gg 1$

$$\overline{\delta M_Z^2} = \pm \sqrt{\overline{\delta M_Z^2}} \approx \pm 2M_0 \frac{\rho_1^4 \sqrt{Z}}{R} = \pm 2M_0 \frac{\rho_Z \sqrt{Z}}{R}. \quad /12/$$

При $Z=25$ и $\rho_1 = a_0$ относительный разброс по моментам $\frac{\overline{\delta M_Z}}{M_0 Z}$ составляет величину $\sim 1\%$. Вкладом начального теплового разброса в эту величину можно пренебречь, так как он затухает пропорционально Z .

Оценим 4-мерную поперечную проекцию фазового объема рассмотренного ионного пучка в координатах ϕ, M, ρ, p_r . В этих координатах пучок ионов зарядности Z представляет собой 4-мерный тороид с полуосями 3-мерного эллипсоидального сечения $\delta M_Z, a_Z, p_r Z = \Delta M_p a_Z \Omega Z$. Его объем равен

$$V_4 = \frac{8}{3} \pi^2 a_Z p_r Z \delta M_Z = \frac{16}{3} \pi^2 M_0 \frac{a_Z^2}{R} p_r Z \sqrt{Z}. \quad /13/$$

Считая, что двумерная проекция фазового объема с наименьшей площадью равна $V_2 = \sqrt{V_4}$ и подставляя параметры, соответствующие КУТИ, получим для урана с энергией 20 МэВ/нуклон и

$$Z=25 \frac{V_2}{AM_p v_{z_0}} = 0,6 \cdot \pi \text{ см. мрад, где } AM_p v_{z_0} - \text{средний импульс}$$

иона вдоль оси z . Эта величина дает минимально возможную двумерную проекцию фазового объема пучка, которую в принципе можно получить, преобразуя пучок в различных магнитооптических системах.

Таким образом ионы с зарядом Z , находящиеся в электронном кольце, представляют собой тороид радиуса R с малым сечением радиуса $a_0 \sqrt{4/Z}$, средним азимутальным магнитным моментом $M_0 Z$, дисперсией по моментам δM_Z и разбросом по продольным и поперечным скоростям от 0 до $a_Z \Omega_Z$.

Найдем функции распределения ионов по продольным и поперечным скоростям в плоскости малого сечения тора.

В фазовом пространстве $\xi, \dot{\xi}$ в координатах $\bar{\xi} = \frac{\xi}{a_0}, \dot{\bar{\xi}} = \frac{\dot{\xi}}{a_0 \Omega_Z}$ движение ионов имеет вид

$$\bar{\xi} = \bar{a} \sin \Omega_Z t,$$

/14/

$$\dot{\bar{\xi}} = \bar{a} \cos \Omega_Z t,$$

т.е. ионы движутся по окружностям радиуса \bar{a} .

Таким образом, в этих координатах фазовая площадь, занимаемая ионами, представляет круг единичного радиуса. Распределение ионов внутри круга однородно по азимуту, а по радиусу имеет вид $\frac{f_Z(\bar{a})}{2\pi \bar{a}}$. Тогда распределение ионов по $|\bar{\xi}|$ будет равно

$$\Phi_Z(|\bar{\xi}|) = 4 \int_0^{\sqrt{1-\bar{\xi}^2}} \frac{f_Z(\bar{a})}{2\pi \bar{a}} d\bar{\xi}.$$

/15/

Разложим скорость $\dot{\bar{\xi}}$ на продольную $\dot{\bar{z}}$ и поперечную $\dot{\bar{r}}$, так что $\dot{\bar{\xi}}^2 = \dot{\bar{z}}^2 + \dot{\bar{r}}^2$. В координатах \bar{r}, \bar{z} ионы будут сосредоточены в круге единичного радиуса. Нормированная плотность ионов внутри круга однородна по азимуту и зависит от радиуса, как

$$\bar{\Phi}_Z(|\bar{\xi}|) = \frac{\Phi_Z(|\bar{\xi}|)}{2\pi |\bar{\xi}|}.$$

/16/

Тогда распределение ионов по \bar{r} /или по \bar{z} / имеет вид

$$\psi_Z(\bar{r}) = 2 \int_0^{\sqrt{1-\bar{r}^2}} \bar{\Phi}_Z(|\xi|) d\bar{z}. \quad /17/$$

При $Z=1$ и $f_1(\bar{a})=2\bar{a}$ получаем

$$\psi_1(\bar{u}) = \frac{4}{\pi^2} [K(k) - E(k)], \quad /18/$$

где $u=\bar{r}$ или \bar{z} , а при $f_1(\bar{a})=\delta(\bar{a}-1)$

$$\psi_1(\bar{u}) = \frac{2}{\pi^2} K(k). \quad /19/$$

Здесь $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода, $k=\sqrt{1-\bar{u}^2}$. Для $Z>1$ функции $\psi_Z(\bar{u})$ были получены численным интегрированием с использованием соответствующих функций распределения по амплитудам $f_Z(\bar{a})$. Оказалось, что $\psi_Z(\bar{u})$ мало отличаются от приближенных функций $\bar{\psi}_Z$, соответствующих адиабатическому закону затухания

$$\bar{\psi}_Z(\bar{u}) = \sqrt[4]{Z} \cdot \psi_1(\bar{u} \sqrt[4]{Z}). \quad /20/$$

Интерес представляет также функция

$$\bar{\psi}_Z(\bar{u}) = \int_0^{\bar{u}} \psi_Z(x) dx, \quad /21/$$

равная относительно числу ионов, имеющих скорость, меньшую \bar{u} . На рис. 3 приведены графики функций $\bar{\psi}_1(\bar{u})$, для двух крайних случаев начальной функции распределения $f_1(\bar{a})=2\bar{a}$ и $f_1(\bar{a})=\delta(\bar{a}-1)$. Здесь же приведены соответствующие графики $\bar{\psi}_{25}(\bar{u})$, полученные путем численного интегрирования, а также графики приближенных функций $\bar{\psi}_{25}(\bar{u})$, равных с учетом /20/

$$\bar{\psi}_Z(\bar{u}) = \sqrt[4]{Z} \int_0^{\bar{u}} \psi_1(x \sqrt[4]{Z}) dx = \bar{\psi}_1(\bar{u} \sqrt[4]{Z}). \quad /22/$$

Функции $\bar{\psi}_1(\bar{u})$ для рассмотренных случаев с хорошей точностью можно аппроксимировать функциями

$$\bar{\psi}(\bar{u}) = \frac{4\bar{u}}{1+3\bar{u}} \quad /23/$$

и

$$\bar{\psi}(\bar{u}) = \frac{5\bar{u} + 3\bar{u}^2}{2 + 6\bar{u}}, \quad /24/$$

соответственно. Эти функции также приведены на рис. 3.

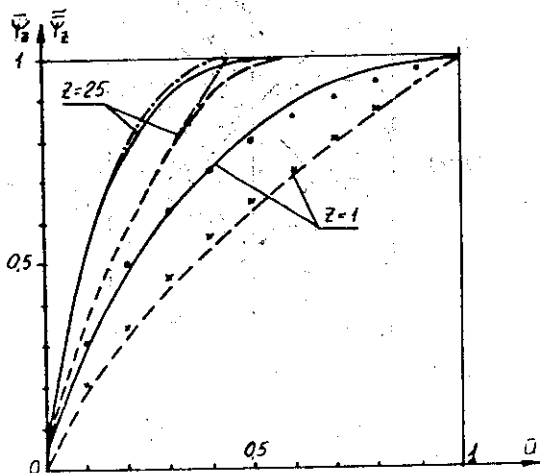


Рис. 3. Графики функций $\bar{\psi}_z$ и \bar{y}_z /штрих-пунктирная линия/. — $f_1(\bar{a}) = 2\bar{a}$; --- $f_1(\bar{a}) = \delta(\bar{a}-1)$; ● и × — соответствующие функции $\bar{\psi}$ /23/, /24/.

Полученные функции распределения /18/-/24/ дают распределение ионов по продольным /вдоль оси кольца z / скоростям и плотность распределения в продольном фазовом пространстве. Для получения аналогичных распределений в поперечных декартовых координатах x, \dot{x} и y, \dot{y} , связанных с осью кольца, необходимо соответствующие функции распределения спроецировать на эти координаты. В результате будем иметь в плоскости x, \dot{x} /аналогично и в y, \dot{y} /

$$f_z(x, \dot{x}) = \frac{a_0 \Omega z}{2\pi x} \cdot \frac{2}{\sqrt{1 - (\frac{x}{R})^2}} \cdot \psi_z\left(\frac{\dot{x}R}{a_0 \Omega z x}\right). \quad /25/$$

Или в координатах x, y_x , где $y_x = \dot{x}/v_{z_0}, v_{z_0}$ — средняя продольная скорость ионов

$$f_z(x, y_x) = \frac{a_0 \Omega z}{2\pi x v_{z_0}} \cdot \frac{2}{\sqrt{1 - (\frac{x}{R})^2}} \cdot \psi_z\left(\frac{y_x R v_{z_0}}{a_0 \Omega z x}\right). \quad /26/$$

На рис. 4а приведена конфигурация фазовой площади для урана с энергией 20 МэВ/нуклон и $Z=25$, соответствующая /26/ *, и нанесен ряд линий уровня, определяемых /22/ для случая $f_1(\bar{a}) = 2\bar{a}$.

* Такую же проекцию имеет непрерывная система колец /диск/ с радиусами $0 < r < R$ и амплитудами колебаний $a \leq \frac{a_0}{4\sqrt{Z}} \cdot \frac{r}{R}$.

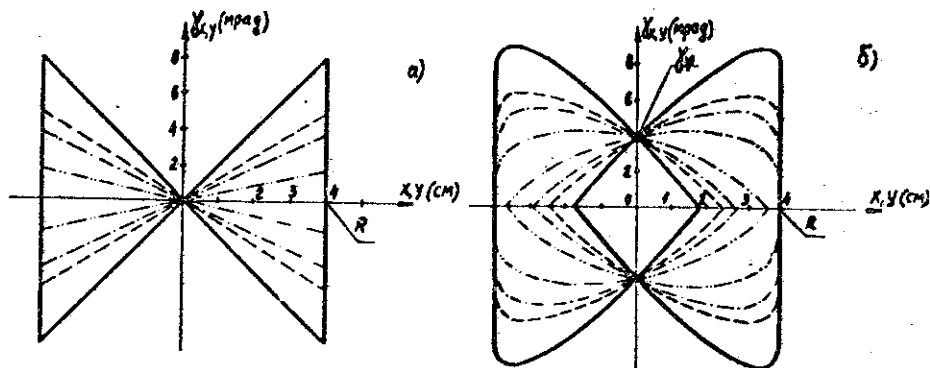


Рис. 4. Конфигурация фазовой площади ионного пучка. а - без азимутальной скорости; б - с азимутальной скоростью / $\gamma_{\phi} = 0,5 \gamma_{x_0}$ /; — — — $\psi_z = 1$; - - - $\psi_z = 0,9$; - · - · $\psi_z = 0,8$; - · - · - $\psi_z = 0,5$.

Выражения /25/, /26/ и рис. 4а получены в предположении, что ионы не имеют азимутальных скоростей. В скрещенных электрическом поле электронного кольца E_r и магнитном поле B_z появляется распределение ионов по азимутальным скоростям в результате дрейфа, но эти скорости в a_0/R раз меньше радиальных скоростей, и их учет приводит лишь к некоторому "размазыванию" фазовой площади ионного пучка вблизи начала координат.

Если разделение электронной и ионной компонент кольца происходит быстро по сравнению с периодом колебаний ионов, то можно считать, что распределение ионов на плоскости x, y_x сохраняется и после разделения компонент. При скорости продольного движения аэдра $v_{z_0} = 0,2 \cdot c$, соответствующей энергии 20 МэВ/нуклон, и $Z/A \approx 0,1$ кольцо проходит ~ 70 см за время одного колебания ионов. Поэтому разделение электронной и ионной компонент кольца должно происходить на много меньших длинах, чтобы его можно было считать мгновенным.

По мере выхода ионов из краевого магнитного поля их азимутальный магнитный момент переходит в механический, и они получают азимутальную скорость

$$v_{\phi} = c \frac{Z}{2A} \cdot \frac{m\gamma}{M_p} \cdot \frac{R_0}{R}, \quad /27/$$

где R_0 и R - радиусы кольца при рождении ионов и сбросе электронов, соответственно. Предполагая, что ионы при выходе из магнитного поля практически не расплываются /резкий спад поля/, их распределение на фазовой плоскости можно записать в виде

$$\bar{f}_Z(x, y_x) = \frac{a_0 \Omega_Z}{2\pi x v_{z_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2}} \left\{ \psi_Z \left[\frac{R v_{z_0} (y_x - y_\phi \sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2}})}{a_0 \Omega_Z x} \right] + \psi_Z \left[\frac{R v_{z_0} (y_x + y_\phi \sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2}})}{a_0 \Omega_Z x} \right] \right\} \quad /28/$$

где $y_\phi = \frac{v_\phi}{v_{z_0}}$. При характерных для КУТИ параметрах $y_\phi \approx \frac{y_{x_0}}{2}$, $y_{x_0} = \frac{a_0 \Omega_Z}{v_{z_0} \sqrt{Z}}$.

На рис. 4б приведена конфигурация фазового пространства, соответствующая /28/.

На распределения /26/ и /28/ накладывались эллипсы с центрами в начале координат, площадью ϵ и эксцентриситетом, оптимизированным по максимальному числу частиц в эллипсе. На рис. 5 приведена доля общего числа частиц, содержащихся в таком эллипсе, в зависимости от его площади ϵ для случаев $f_1(\bar{a}) = 2\bar{a}$ и $f_1(\bar{a}) = \delta(\bar{a} - 1)$.

Следует отметить, что существует корреляция между заполнением элементов фазовых плоскостей x, y_x и y, y_y . При этом ионы, заполняющие центральную часть фазовой площади на одной плоскости, находятся в периферийной ее части на другой плоскости. Так, например, если на каждой из фазовых плоскостей на распределения /26/ или /28/ наложить эллипсы с полуосями $R/\sqrt{2}$ и $y_{x_0}/\sqrt{2}$, то в них не окажется одинаковых частиц, и суммарный захват будет равен нулю. Следовательно, при малом захвате нельзя вести расчет независимо по каждой плоскости, а необходимо учитывать корреляцию между ними.

В ТИС'е горизонтальный и вертикальный акцептансы различны. Так, горизонтальный акцептанс для центральной зарядности ра-

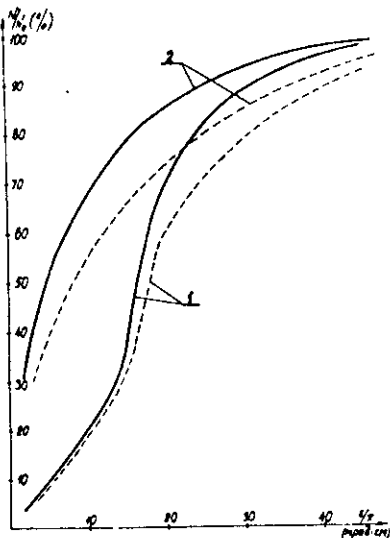


Рис. 5. Доля $\frac{N}{N_0}$ общего числа ионов урана с энергией 20 МэВ/нуклон и $Z = 25$, содержащихся в эллипсе с площадью ϵ , до устранения азимутальной скорости /кривые 1/ и после ее устранения /кривые 2/. - - $f_1(\bar{a}) = 2\bar{a}$; - - - $f_1(\bar{a}) = \delta(\bar{a} - 1)$.

вен $46 \cdot \pi$ мрад·см, а для двух соседних - $18 \cdot \pi$ мрад·см. Вертикальный аксептанс равен $9,6 \cdot \pi$ мрад·см^{1/2}. Таким образом, наиболее жесткие требования к эмиттансу пучка предъявляет вертикальный аксептанс ТИС'а. Из рис.5 видно, что азимутальная скорость ионов значительно уменьшает долю ионов, попадающих в заданный аксептанс. Поэтому устранение азимутальной скорости необходимо для эффективной инжекции ионного пучка из коллективного ускорителя в ТИС и может дать выигрыш в интенсивности захваченных частиц в 10-20 раз.

Расчеты показывают, что с помощью специального магнита можно устранить среднюю азимутальную скорость ионов v_ϕ , после чего в пучке остается лишь разброс по азимутальным скоростям, определяемый разбросом по моментам /10/, /12/, а также дополнительный разброс, вносимый магнитом. Как показывают оценки, азимутальная расходимость пучка за счет этих разбросов скоростей составляет величину ~3% от его радиальной расходимости.

Таким образом, как видно из рис. 4, полный эффективный эмиттанс ионного пучка КУТИ в декартовых координатах имеет большую величину / ~ $60 \cdot \pi$ мрад·см /, что связано со специфической кольцевой формой пучка. В то же время, как отмечалось выше, полная четырехмерная поперечная проекция фазового объема пучка в цилиндрических координатах невелика, так что минимально возможный эмиттанс составляет величину, меньшую $1 \cdot \pi$ мрад·см.

После устранения азимутальной скорости ионов ТИС способен усвоить ~ 50 ÷ 60% интенсивности пучка, причем основным ограничивающим фактором является величина вертикального аксептанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеев А.И. и др. ОИЯИ, 9-11007, Дубна, 1978.
2. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 9-11796, Дубна, 1978.
3. Зиберт Х.-У. и др. ОИЯИ, Р9-10197, Дубна, 1976.
4. Дроздовский А.А. ИТЭФ-100, М., 1973.
5. Laslett L.J. LBL, ERAN-218, Berkeley, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1980 года.