

01;10

Фокусировка компенсированного протонного пучка с высоким коэффициентом компрессии

© Г. Вюрц², Г.А. Вязьменова¹, В.С. Кузнецов¹, В.И. Энгелько¹

¹ Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова, 189631 Санкт-Петербург, Россия

² Исследовательский центр Карлсруэ, 76021 Карлсруэ, Германия

(Поступило в Редакцию 2 ноября 1995 г.)

Рассмотрена возможность фокусировки компенсированного по заряду протонного пучка с энергией 10–30 кэВ и током 1 кА, с коэффициентом компрессии по площади $> 1.5 \cdot 10^3$. Для достижения высокой степени компрессии используется комбинация баллистической фокусировки с магнитной компрессией. Определены параметры фокусирующего канала и оценено возможное влияние компенсирующего электронного фона на эффективность фокусировки протонного пучка.

Введение

Для исследований эрозии первой стенки и материала дивертора в условиях тепловой фазы срыва тока плазмы в установке ИТЕР необходим протонный пучок с энергией частиц 10–30 кэВ, с длительностью импульса более 10 мкс и плотностью мощности более 10 МВт/см² на площадке не менее 1 см². В работе рассмотрена возможность получения такого пучка, основанная на использовании вакуумного диода с многоострийным взрывным эмиссионным катодом и десорбционным анодом для генерации пучка и на комбинации баллистической фокусировки с магнитной компрессией для достижения необходимой плотности мощности на мишени. Предварительные расчеты и экспериментальные исследования [1] показали, что при использовании десорбционного анода в качестве источника протонов необходимые параметры пучка можно получить, если площадь анода порядка 10⁴ см², межэлектродное расстояние в диоде не менее 3 см, напряжение на диоде не менее 20 кВ. Эффективная длительность импульса при этом около 10 мкс, а разброс по углам после прохождения многоострийного катода равен 25–30 мрад. Пространственный заряд пучка в области дрейфа нейтрализован электронами катодной плазмы.

Для достижения необходимой плотности мощности на мишени необходимо сжать пучок с 10⁴ см² на аноде до 1 см² на мишени. Длина, на которой происходит фокусировка, должна быть не менее 1 м, так как в противном случае продольная скорость частиц на границе пучка будет значительно меньше, чем их полная скорость. При такой длине и углом разбросе частиц 20–30 мрад радиус пучка в кроссовере составляет 2.5–3 см. Поэтому для достижения в кроссовере радиуса 0.5 см требуется дополнительное сжатие пучка. Такое сжатие можно реализовать при помощи продольного магнитного поля, возрастающего в направлении распространения пучка. Инжекция протонного пучка в продольное нарастающее магнитное поле нужна не только для его фокусировки,

но также для проведения экспериментов в типичных условиях ИТЕР, где магнитная индукция достигает 5 Тл.

Магнитное сжатие ионного нейтрализованного по заряду пучка продольным нарастающим магнитным полем рассмотрено в ряде работ. Например, в [2] в предположении ламинарного, квазинейтрального, замагниченного пучка с малым поперечным разбросом автором было получено уравнение для огибающей пучка. Решение этого уравнения показало возможность адиабатического сжатия пучка. Однако длина канала магнитного сжатия для наших условий в этом случае $\sim 10^3$ м. Такие размеры неприемлемы для создания экспериментальной установки.

Мы предположили, что в нашем случае оптимальным будет комбинированный метод фокусировки пучка, заключающийся в сочетании баллистической фокусировки на первом участке и магнитного сжатия на втором. Пучок должен инжектироваться вдоль сходящихся силовых линий магнитного поля, конфигурация которых должна быть максимально близка к траекториям протонов (рис. 1). На первом участке с длиной L_1 протоны не замагничены. В конце первого участка протоны становятся замагниченными вследствие нарастания магнитной индукции вплоть до уровня, при котором отклонение частиц от силовых линий становится сравнимым с их циклотронным радиусом. Магнитное поле на втором участке нарастает адиабатически.

Сделаем некоторые оценки. Рассмотрим сначала коническое магнитное поле с прямолинейными магнитными силовыми линиями, сходящимися к оси. Отклонение траектории иона от магнитной силовой линии в конце баллистического участка за счет начального углового разброса $\Delta r'_0$ равно

$$\Delta r_1 = \frac{\Delta r'_0 L_1}{\cos \alpha_1}, \quad (1)$$

где α_1 — угол наклона к оси магнитной силовой линии, проходящей через край эмиттера.

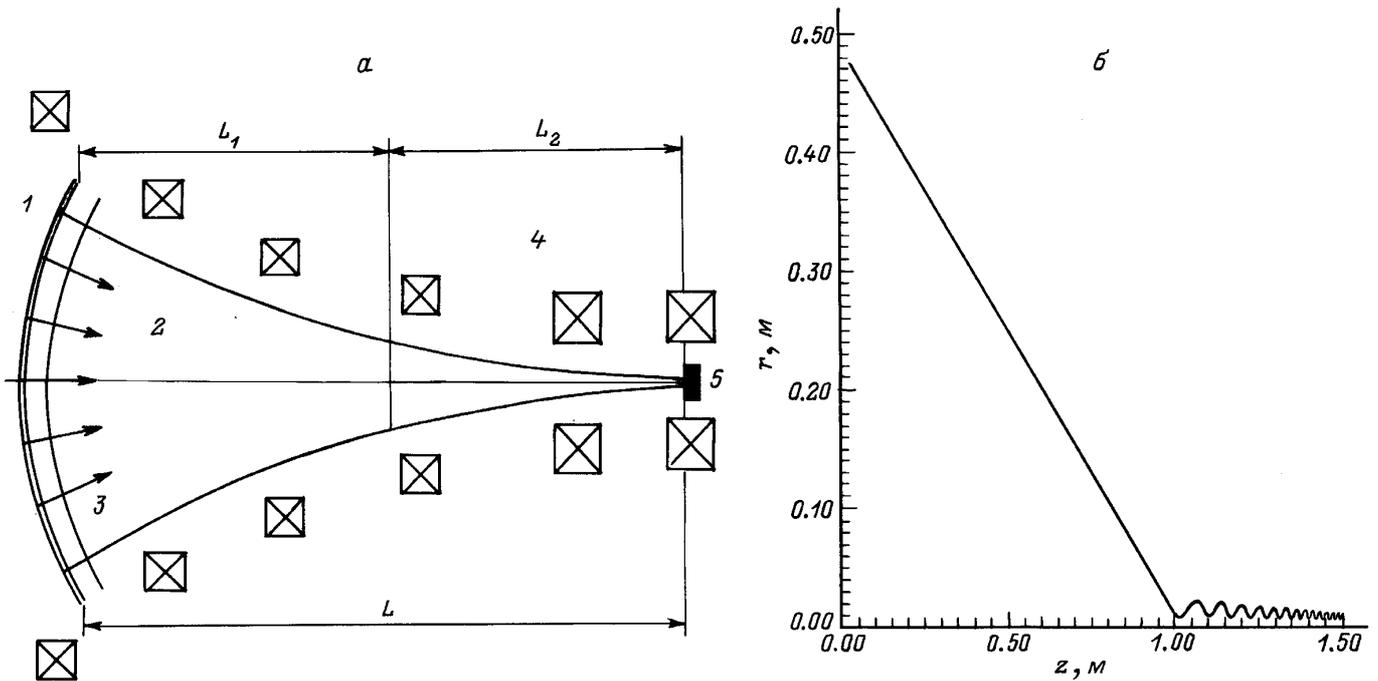


Рис. 1. Схема фокусировки протонного пучка. *a* — схема тракта: 1 — анод, 2 — протоны, 3 — катод, 4 — магниты, 5 — мишень; *б* — траектория краевого протона с энергией 15 кэВ в двухконическом магнитном поле при $\Delta r'_0 = 0$. *a* — в интегральной форме, *б* — в дифференциальной.

Если предположить, что отклонение Δr_1 равно циклотронному радиусу в конце этого участка, где величина магнитного поля B_1 , то можно определить геометрические параметры первого участка

$$L_1 = \frac{V_0 M \cos \alpha_1}{e B_1}, \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = R_0 \left(1 - \sqrt{\frac{B_0}{B_1}} \right) \frac{1}{L_1}, \quad (3)$$

где V_0 , M , e — скорость, масса и заряд протона; R_0 — радиальная координата частицы на краю эмиттера.

Величины B_1 и α_1 зависят также от значения индукции магнитного поля на мишени B_m через соотношение, определяющее предельный угол на входе протонов во второй участок, при котором они достигают мишени,

$$\sin^2 \alpha_1 \leq \frac{B_1}{B_m}. \quad (4)$$

Это же соотношение служит для оценки допустимого начального углового разброса

$$\Delta r'_0 < \sqrt{\frac{B_1}{B_m}}. \quad (5)$$

Длину второго (замагниченного) участка L_2 выбираем из условия адиабатичности

$$L_2 \gg \frac{2\pi M V_0 \cos \alpha_1}{e B_s}, \quad (6)$$

где $B_s = \sqrt{B_1 B_m}$ — средняя величина магнитного поля на втором участке.

Начальная энергия ионов, соответствующая скорости V_0 , выбирается из условия, что радиус пучка на мишени r_m должен быть порядка двух циклотронных радиусов протона на мишени

$$V_0 \cong \frac{e r_m \sqrt{B_m B_1}}{2 \Delta r'_0 M}. \quad (7)$$

Радиус пучка на мишени равен радиусу магнитной силовой линии плюс циклотронный радиус, т. е.

$$r_m = R_0 \sqrt{\frac{B_0}{B_m}} + \frac{V_0 M}{e B_m}. \quad (8)$$

Теперь можно определить среднюю величину плотности мощности на мишени как

$$P_s = \frac{M V_0^2 j}{2e} = \frac{N V_0^2 I_0}{2\pi e r_m^2}, \quad (9)$$

где j — средняя плотность тока на мишени, I_0 — ток пучка.

Соотношения (2), (3), (5)–(7) позволяют определить параметры конической магнитной фокусирующей системы. Для $\Delta r'_0 = 0.03$, $B_m = 5$ Тл, $r_m = 5$ мм имеем $V_0 = 1.2 \cdot 10^6$ м/с (это соответствует энергии протона $E \sim 10$ кэВ), $\alpha \geq 7^\circ$, $B_1 \geq 4.5 \cdot 10^{-3}$ Тл, $L_1 = 3$ м, $L_2 \gg 0.5$ м. С другой стороны, полная длина фокусирующего канала $L = r_0 / \operatorname{tg} \alpha \leq 4$ м. Эти

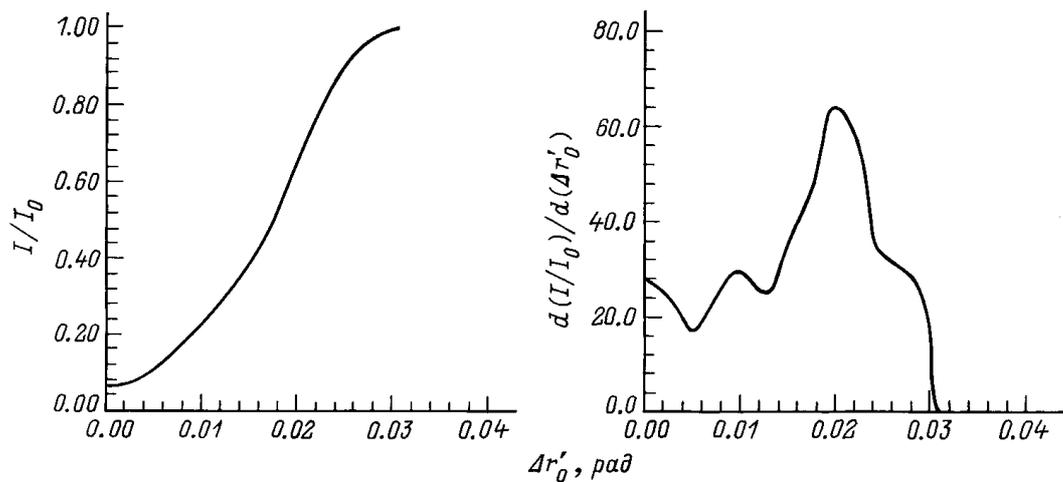


Рис. 2. Функции распределения протонов по углам.

оценки показывают, что в коническом магнитном поле невозможно обеспечить адиабатическое сжатие пучка на втором участке (так как $L < L_1 + L_2$).

Можно улучшить положение, используя более сложную конфигурацию магнитного поля. Рассмотрим, например, двухконическое магнитное поле. В этом случае на участке L_1 угол между силовой линией магнитного поля и осью пучка равен α_1 , а на участке L_2 — α_2 . Пусть L_1 равно баллистической фокусной длине, т.е. расстоянию между диодом и кроссовером пучка в отсутствие магнитного поля.

Движение протонов на первом участке определяется баллистикой. Поэтому угол входа крайних частиц пучка во второй участок будет равен $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$. Примем для оценки $\alpha_1 \cong \Delta\alpha$. Для того чтобы протоны могли достичь мишени, расположенной в магнитном поле с индукцией 5 Тл, должно выполняться следующее соотношение:

$$B_1 > B_m \sin^2 \alpha_1. \tag{10}$$

Предполагается, что магнитное поле на втором участке нарастает адиабатически.

Поперечная энергия на мишени равна

$$W_m^\perp = W_0 \frac{B_m}{B_1} \sin^2 \alpha_1, \tag{11}$$

где W_0 — полная энергия протона, откуда определим B_1

$$B_1 = \frac{W_0}{W_m^\perp} B_m \sin^2 \alpha_1. \tag{12}$$

Рассмотрим конфигурацию магнитного поля такую, при которой циклотронный радиус крайней частицы на входе во второй участок равен радиальной координате крайней силовой линии, т.е.

$$r_1 = r_c = \frac{V_0 M \sin \alpha_1}{e B_1}. \tag{13}$$

Предполагая, что на первом участке протоны двигаются вдоль силовых линий магнитного поля, можно найти магнитную индукцию на эмиттере

$$B_0 = \frac{V_0^2 M^2 \sin^2 \alpha_1}{e^2 B_1 R_0^2}. \tag{14}$$

Для радиуса пучка на мишени можно записать выражение

$$r_m \cong 2r_1 \sqrt{\frac{B_1}{B_m}}. \tag{15}$$

Используя (12)–(15), получим

$$V_0 = \frac{e \sqrt{k} r_m B_m}{2M}, \tag{16}$$

где $k = W_0 / W_m^\perp$.

Теперь можно определить среднюю величину плотности мощности на мишени

$$P_s = \frac{M V_0^2}{2e} j = \frac{I_0 B_m^2 k e}{8\pi M}. \tag{17}$$

Возьмем, например, $r_m = 5$ мм, $B_m = 5$ Тл, $L_1 = 1$ м, ($\alpha_1 = 26.6^\circ$), $k = 2$. Из (6), (12), (14), (16), (17) получим $B_0 = 0.6 \cdot 10^{-4}$ Тл, $B_1 = 2$ Тл, $V_0 = 1.7 \cdot 10^6$ м/с (15 кэВ), $P_s = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/м².

Заметим, что эти формулы дают только приближенную оценку основных параметров фокусирующего канала. Для определения более точных параметров магнитного поля и пучка, а также влияния начальной расходимости пучка на фокусировку были проведены описываемые ниже численные исследования.

Расчетная модель

Рассмотрим движение протонов в нарастающем магнитном поле в предположении полной компенсации пространственного заряда протонного пучка. В этом

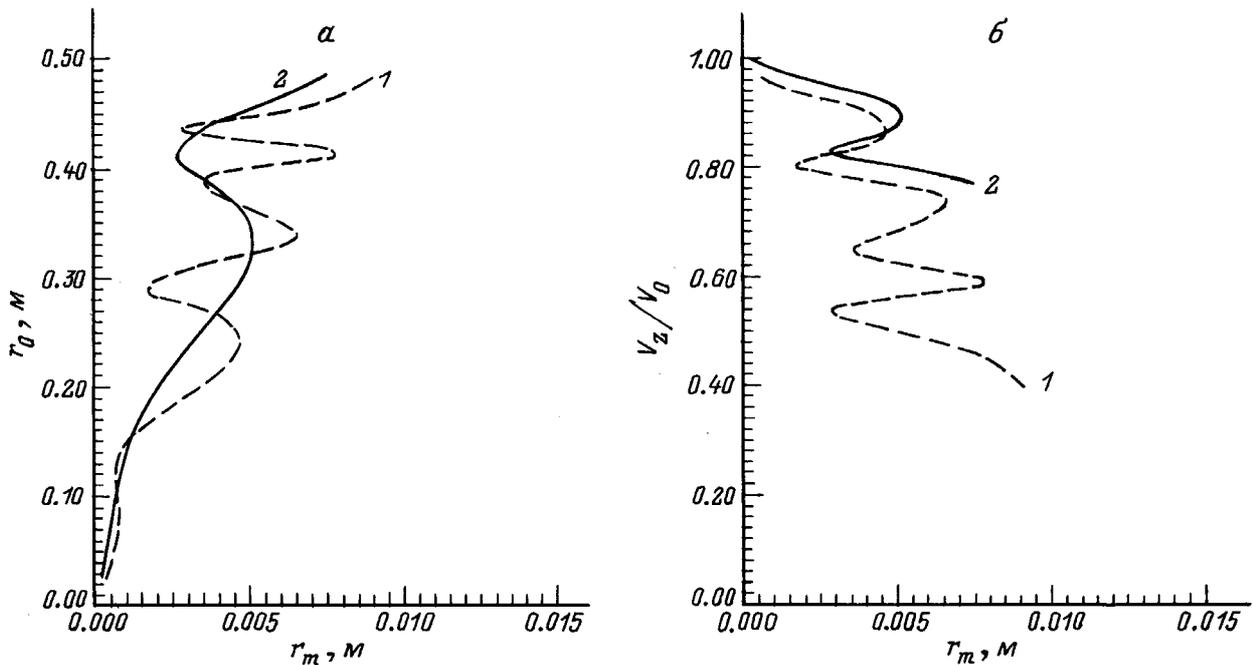


Рис. 3. Зависимости $r_0(r_m)$ (а) и $V_z/V_0(r_m)$ (б) для пучка протонов с энергией 15кэВ. $B_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Тл, $B_1 = 1$ Тл, $B_m = 5$ Тл, $\Delta r'_0 = 0$, $L_2 = 0.5$ м; L , м: 1 — 1.0, 2 — 1.5.

случае траектория протона в аксиально-симметричном поле определяется следующими уравнениями:

$$M\ddot{r} = \frac{MV_\theta^2}{r} + eV_\theta B_z, \quad M\dot{z} = -eV_\theta B_r, \quad (18), (19)$$

$$M \frac{d}{dt}(rV_\theta) = r(eV_z B_r - eV_r B_z), \quad (20)$$

где V_z , V_r , V_θ — аксиальная, радиальная и азимутальная скорости; B_z , B_r — аксиальная и радиальная составляющие магнитной индукции.

После несложных преобразований, полагая

$$B_r = -\frac{1}{2}r \frac{dB_z}{dz} \quad (21)$$

и используя закон сохранения энергии, уравнения (18)–(20) запишем в виде

$$\frac{V_0^2 - V_\theta^2}{1 + r'^2} \ddot{r} = \frac{V_\theta^2}{r} + \frac{e}{M} V_\theta B_z - \frac{1}{2} \frac{e}{M} r \dot{r} \cdot V_\theta B'_z, \quad (22)$$

$$V_\theta = -\frac{1}{2} \frac{e}{M} r B_z \left(1 - \frac{r_0^2 B_0}{r^2 B_z} \right), \quad (23)$$

где r_0 , B_0 — радиус и аксиальная компонента магнитного поля на катоде; V_0 — полная скорость иона.

Таким образом, траектория иона $r(z)$ может быть получена из уравнений (22), (23), если задано распределение $B = B_z(z)$.

При численных исследованиях пучок разбивался на N_i трубок тока. Плотность тока в каждой трубке полагалась одинаковой и равной средней плотности тока в источнике

ионов $j_0 = I_0/\pi R_0^2$. Ток трубки тока вычислялся из соотношения

$$I_{ii} = \frac{I_0}{R_0^2} (r_{0i}^2 - r_{0i-1}^2). \quad (24)$$

Для учета распределения ионов по углам каждая трубка в свою очередь разбивалась на N_α трубок тока с различными начальными углами инжекции $\Delta r'_{0m}$ с учетом функции распределения ионов по углам. Начальный угол i -й трубки тока определялся соотношением:

$$r'_{0im} = \frac{r_{0i}}{R_0} \operatorname{tg} \alpha_1 + \Delta r'_{0m}, \quad (25)$$

где r_{0i} — радиальная координата i -й частицы на эмиттере.

Функция распределения по углам была определена с помощью распределения плотности тока в области кроссовера, рассчитанного численно [1]. Задача решалась для случая отсутствия магнитного поля и однородной плотности тока на диоде. Тогда плотность тока в кроссовере прямо связана с распределением частиц по начальным углам, так как в этом случае радиальные координаты частиц в кроссовере $r_{cr} = \Delta r'_0 R_c$ (R_c — радиус кривизны катода). Часть частиц с начальными углами $\Delta r'_0 \leq \Delta r'_k$ определяется соотношением

$$\frac{I(\Delta r'_k)}{I_0} = \frac{2\pi}{I_0} \int_0^{r_k} j(r)r dr, \quad (26)$$

где $r_k = \Delta r'_k \cdot R_c$, $j(r)$ — распределение плотности тока в кроссовере.

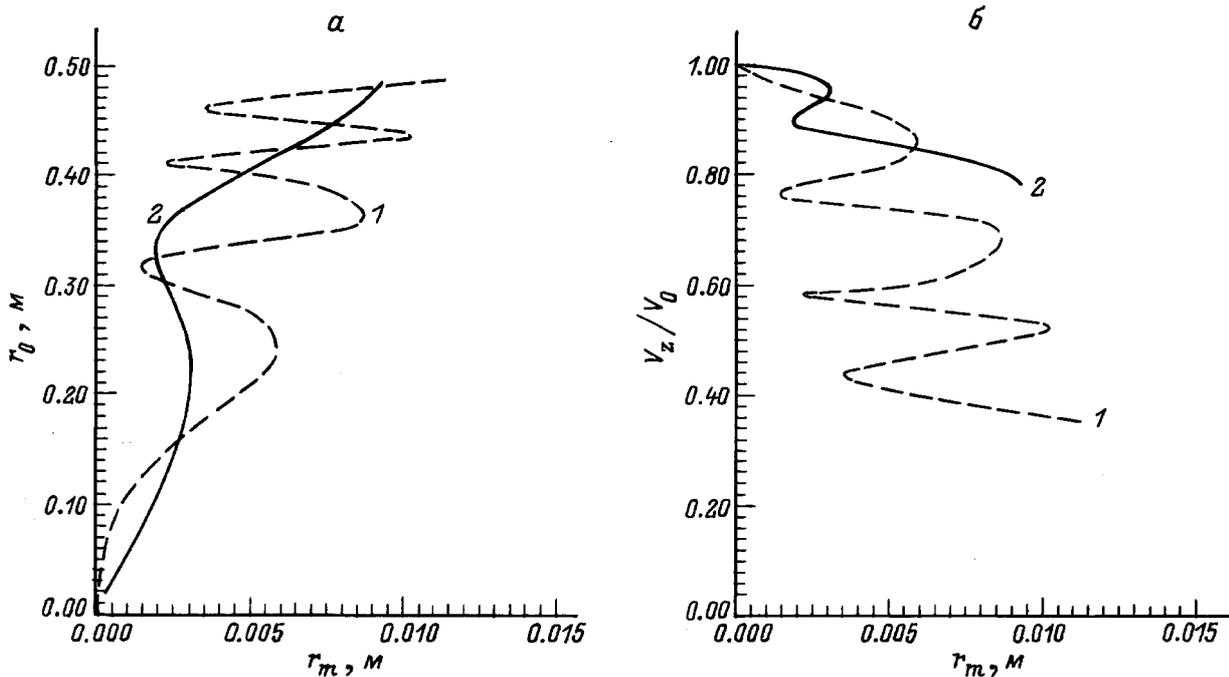


Рис. 4. Зависимости $r_0(r_m)$ (а) и $V_z/V_0(r_m)$ (б) для пучка протонов с энергией 30 кэВ. Параметры те же, что и на рис. 3.

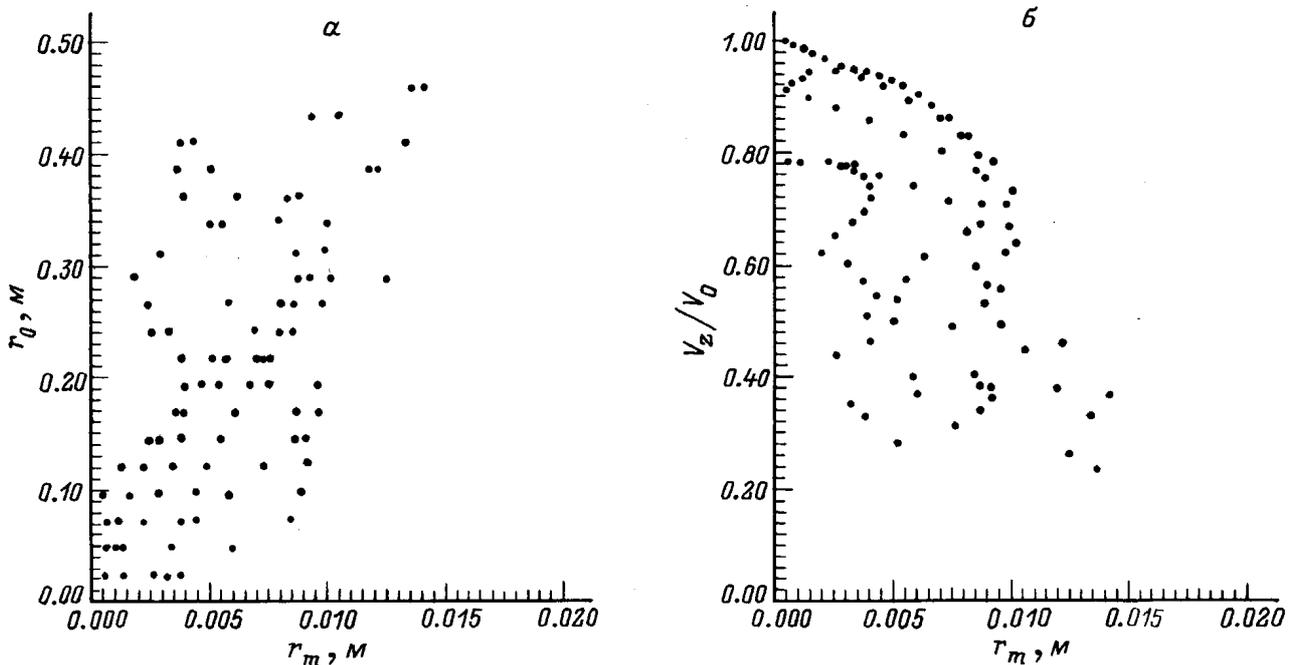


Рис. 5. Зависимости $r_0(r_m)$ (а) и $V_z/V_0(r_m)$ (б) для пучка протонов с энергией 30 кэВ при оптимальной конфигурации магнитного поля. $B_0 = 10^{-9}$ Тл, $B_1 = 0.25$ Тл, $B_m = 5$ Тл, $L_1 = 1.5$ м, $L_2 = 0.5$ м, $\Delta r'_0 = 0, \pm 0.01, \pm 0.02, \pm 0.03$.

На рис. 2 дана зависимость I/I_0 от $\Delta r'_0$, полученная этим методом. При расчете I/I_0 предполагалось, что $\Delta r'_{\max} = 0.03$ в соответствии с экспериментальными результатами, представленными в [1]. В частности, видно, что 23% ионов имеют $|\Delta r'_0| \leq 0.01$, 66% — $|\Delta r'_0| \leq 0.02$.

Распределение плотности мощности на мишени, связанной с продольной компонентой скорости частицы, рассчитывалось по формуле

$$P_{zs}(r) = U_0 \sum_{i=1}^{N_i} \sum_{m=1}^{N_\alpha} k_m j_{im}(r) \left[\frac{V_{zim}}{V_0} \right]^2, \quad (27)$$

где U_0 — ускоряющее напряжение, N_α — количество интервалов разбиения функции распределения по углам, k_m — весовой коэффициент m -го углового интервала, j_{im} — плотность im -й трубки тока на мишени, т.е. $j_{im} = j_0(r_{0i}^2 - r_{0i-1}^2)/(r_{im}^2 - r_{i-1m}^2)$.

Результаты вычислений

Численные расчеты подтвердили полученный из оценок вывод о том, что фокусировка пучка до требуемого уровня плотности мощности в коническом магнитном поле невозможна.

Рассмотрим результаты вычислений в двухконическом магнитном поле. На рис. 1, б показана траектория крайней частицы в двухконическом магнитном поле при следующих параметрах: $R_0 = 0.5$ м, $B_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Тл, $B_1 = 1$ Тл, $B_m = 5$ Тл, $L_1 = 1$ м, $L_2 = 0.5$ м, $\Delta r'_0 = 0$ и энергии ионов 15 кэВ. Видно, что на первом участке ионы движутся по инерции, на втором они замагничены и движутся адиабатически. На рис. 3 (кривая 1) для этого случая показаны зависимости $r_0(r_m)$ и $V_z/V_0(r_m)$. Радиус пучка на мишени равен 10 мм. Пучок не ламинарный, продольные скорости лежат в интервале $V_z = (0.35-1)V_0$. С увеличением длины L_1 до 1.5 м (рис. 3, кривая 2) возможно достигнуть уменьшения радиуса пучка до $r_m = 8$ мм, увеличения продольной скорости до $(0.75-1)V_0$ и соответственно увеличения средней плотности мощности на мишени.

Увеличение энергии до 30 кэВ (рис. 4) приводит к увеличению средней плотности мощности на 35–40%.

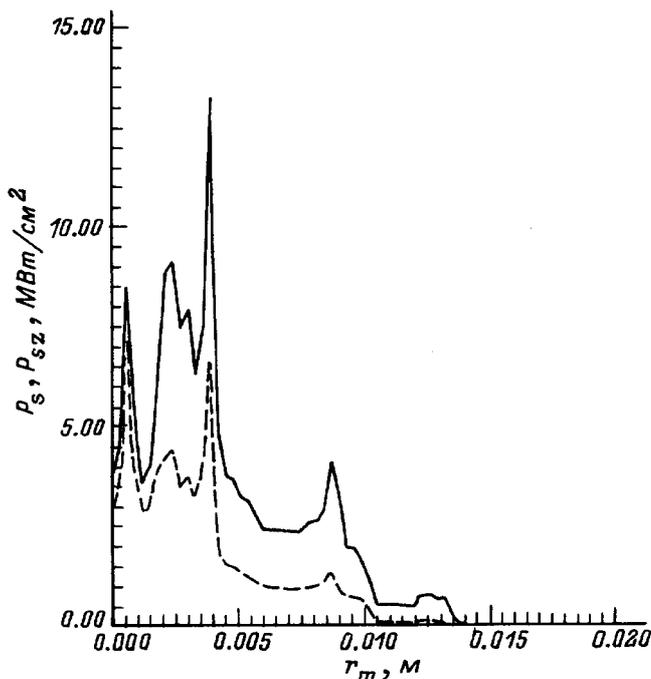


Рис. 6. Радиальное распределение полной P_s (сплошная линия) и продольной P_{sz} (штриховая линия) плотностей мощности для пучка протонов с энергией 30 кэВ.

Параметры пучка на мишени очень чувствительны к значениям B_0 , B_1 и L_1 .

В результате проведенных вычислений была найдена оптимальная конфигурация магнитного поля с параметрами $B_0 = 10^{-9}$ Тл, $B_1 = 0.25$ Тл, $L_1 = 1.5$ м, $L_2 = 0.5$ м.

На рис. 5 даны распределения $r_0(r_m)$ и $V_z/V_0(r_m)$ для различных $|\Delta r'_0| \leq 0.03$. На рис. 6 показаны распределения полной P_s и продольной P_{sz} (связанной с продольной компонентой скорости) плотности мощности. Из этих результатов видно, что с такой конфигурацией магнитного поля можно получить близкую к необходимой плотность мощности пучка в области с радиусом менее 5 мм.

Влияние электронного фона

В предыдущих разделах движение ионов рассматривалось без учета поведения электронов, компенсирующих объемный заряд ионного пучка. В действительности компенсирующий электронный фон может существенно влиять на фокусировку пучка. Из-за различной степени замагниченности электронов и ионов и при наличии углового разброса ионов возможно возникновение радиального электрического поля, улучшающего фокусировку ионного пучка. В подтверждение этого приведем следующие оценки. Предположим, что электроны неподвижны (жестко привязаны к магнитным силовым линиям) и в каждом сечении пучка электронный и ионный заряды равны. В этом случае радиальное электрическое поле можно представить в виде

$$E_r = \frac{I(R)}{2\pi\epsilon_0 V_z} \left(\frac{1}{r} - \frac{r}{R^2} \right), \quad (28)$$

где $R = R(z)$ — радиальная координата магнитной силовой линии; $r(z)$ — радиальная координата иона, значение которой при $z = 0$ совпадало с радиальной координатой магнитной силовой линии.

Уравнение, описывающее радиальное движение иона, можно записать в следующем виде:

$$M\ddot{r} = \frac{MV_\theta^2}{r} + eV_\theta B_z + \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 V_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{r}{R^2} \right), \quad (29)$$

где

$$V_\theta = \frac{eB_z}{2M} r \left(1 - \frac{r_0^2 B_{z0}}{r^2 B_z} \right). \quad (30)$$

Представим r в виде

$$r = R + \Delta r, \quad (31)$$

где $\Delta r \ll R$.

Подставляя (31) в (30), получим

$$\Delta\ddot{r} + \omega^2 \Delta r = \ddot{R}, \quad (32)$$

где

$$\omega^2 = \frac{e^2 B_z^2}{M^2} + \frac{eI}{\pi\epsilon_0 M V_z R^2} = \omega_c^2 + \omega_p^2, \quad (33)$$

ω_p — частота ленгмюровских колебаний ионов в плазме с плотностью, равной $I/\pi R^2 V_z$.

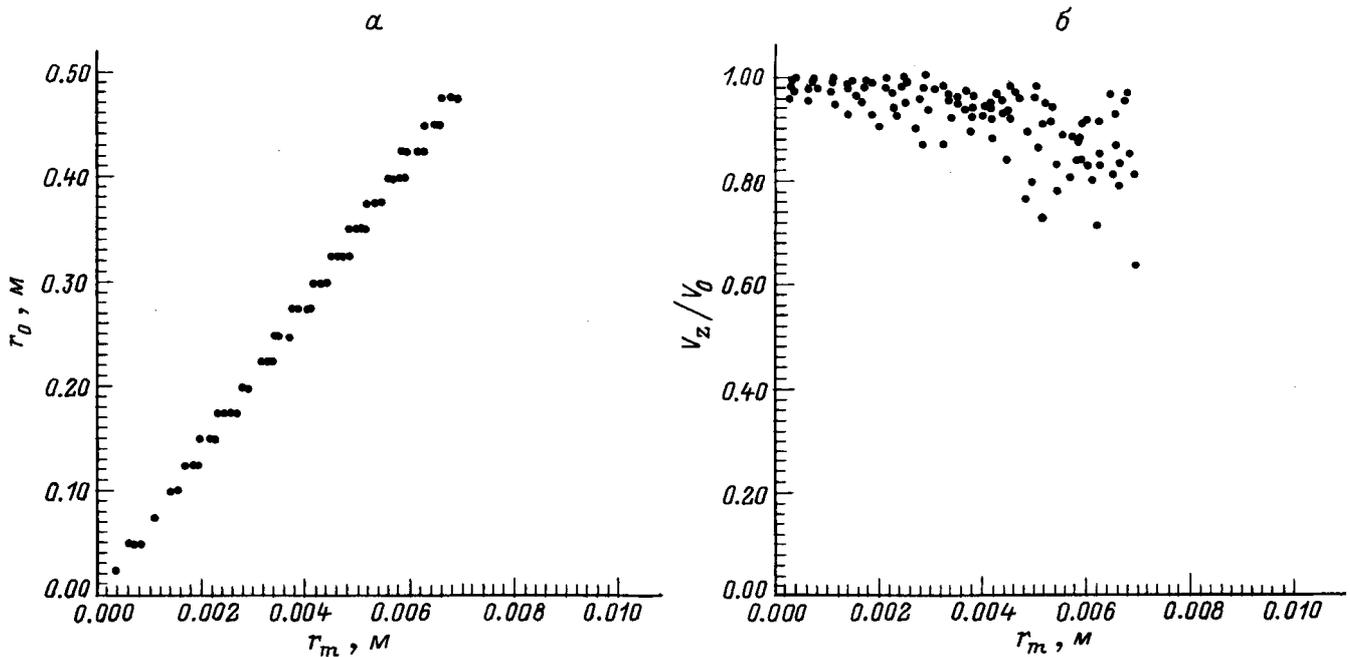


Рис. 7. Зависимости $r_0(r_m)$ (а) и $V_z/V_0(r_m)$ (б) для 30кэВ пучка протонов, рассчитанные с учетом радиального электрического поля, создаваемого электронным фоном. $B_0 = 10^{-3}$ Тл, $B_1 = 0.1$ Тл, $B_m = 5$ Тл, $L_1 = 1.5$ м, $L_2 = 0.5$ м, $\Delta r'_0 = 0, \pm 0.01, \pm 0.02, \pm 0, 03$.

Отношение $\omega_p/\omega_c = \sqrt{MI/\pi\epsilon_0 e V_z^2 R^2 B_z}$ при $I = 1$ кА и энергии протонов 20 кэВ больше 17 во всей области прохождения пучка. Следовательно, можно предположить, что электронный фон может удерживать ионы вблизи магнитных силовых линий значительно эффективнее, чем магнитное поле. На рис. 7 показаны зависимости $r_0(r_m)$ и $V_z/V_0(r_m)$, полученные с учетом радиального

электрического поля, создаваемого электронным фоном при $B_0 = 10^{-3}$ Тл. Радиус пучка ~ 7 мм, плотность мощности (рис. 8) превышает 20 МВт/см². Допустимое значение начальной угловой расходимости (при которой плотность мощности на мишени не меньше 15 МВт/см²) ~ 0.07 .

Таким образом, приведенные оценки свидетельствуют о том, что электроны, нейтрализующие объемный заряд протонного пучка, могут оказывать существенное влияние на эффективность фокусировки пучка. Для более достоверных выводов необходимо проведение более точных расчетов, учитывающих подвижность электронов вдоль магнитных силовых линий, т.е. основанных на теории плазмooптики [3], и соответствующих экспериментальных исследований.

Заключение

Результаты проведенных расчетно-теоретических исследований показали, что предложенный в [1] метод фокусировки нейтрализованного протонного пучка, который основан на комбинации баллистической фокусировки с адиабатическим магнитным сжатием, позволяет достигнуть коэффициент компрессии по площади $\sim 1.5 \cdot 10^4$ с эффективностью прохождения частиц $\sim 50\%$. При начальном диаметре протонного пучка ~ 1 м возможно получить на мишени диаметром около 1 см плотность мощности до 10 МВт/см². Полная длина фокусирующего канала 2 м, длина баллистического участка 1.5 м, магнитная индукция в области диода $\sim 10^{-3}$ Тл, на

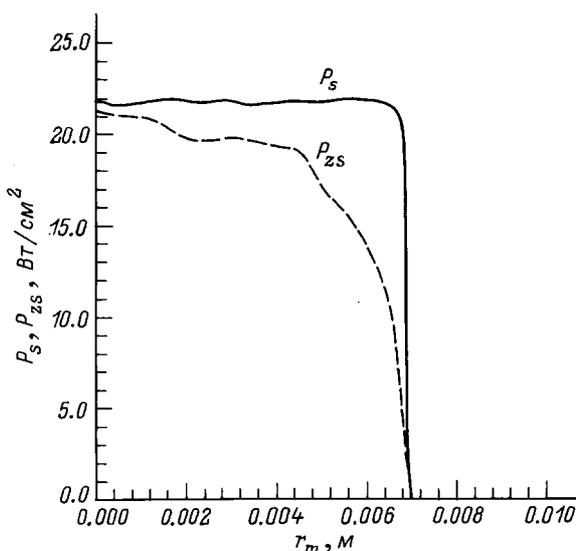


Рис. 8. Радиальное распределение полной P_s и продольной P_{zs} плотностей мощности для 30кэВ пучка протонов при учете радиального электрического поля, создаваемого электронным фоном.

конце баллистической области $\sim 10^{-1}$ Тл, на мишени 5 Тл. Плотность мощности чувствительна к начальному угловому распределению частиц, к распределению магнитного поля и слабо зависит от начальной кинетической энергии частиц. Значительное влияние на эффективность фокусировки пучка могут оказывать пространственное распределение компенсирующего электронного фона и его динамика.

Список литературы

- [1] *Engelko V., Schultheiss Ch., Wuerz H.* Primärbericht. 31.02.03P. INR, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH. 1992.
- [2] *Mosher D.* // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. N 7.
- [3] *Морозов А.И., Лебедев С.В.* Плазмооптика. Вопросы теории плазмы. № 8. М.: Атомиздат, 1974.