

02;10;12

Фокусировка интенсивного нейтрализованного протонного пучка

© В.И. Энгелько,¹ Х. Гизе,² В.С. Кузнецов,¹ Г.А. Вязьменова,¹ С. Шальк²¹ Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, 196641 Санкт-Петербург, Россия² Исследовательский центр Карлсруэ, 76021 Карлсруэ, Германия
e-mail: engelko@niiefa.spb.su

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2001 г.)

Исследована фокусировка интенсивного пучка протонов низкой энергии (15–20 keV), осуществляемая в две стадии: баллистическая фокусировка и последующее магнитное сжатие. Для генерации пучка используется широкоапертурный источник МАИС, плазма в котором создается в большом количестве разрядных элементов с помощью разряда по поверхности полиэтилена. Установлено, что при наличии внешнего магнитного поля пучок является перекомпенсированным электронами, поступающими с катодных сеток источника и мишени. Максимальная эффективность фокусировки пучка (более 70%) достигается через 10 μ s после начала импульса в случае, когда мишень находится под отрицательным потенциалом. Степень сжатия пучка по площади при этом составляет $1.6 \cdot 10^3$. Проведено численное моделирование фокусировки, результаты которого хорошо соответствуют результатам измерений.

Введение

Интенсивные импульсные пучки протонов низкой энергии с плотностью мощности до 10 MW/cm^2 нужны для исследования поведения материалов первой стенки и дивертора термоядерного реактора при аномальных режимах его работы. Требуемые параметры пучка: энергия протонов 10–30 keV, длительность импульса $\geq 10 \mu$ s, плотность мощности до 10 MW/cm^2 (соответственно плотность тока 0.3–1 kA/cm²). При линейных размерах исследуемых образцов материалов $\sim 1 \text{ cm}$ полный ток пучка должен составлять $\sim 1 \text{ kA}$.

Схема формирования протонного пучка с указанными параметрами была рассмотрена в [1]. Она включает следующие этапы: 1) получение пучка с плотностью тока $\sim 0.1 \text{ kA/cm}^2$ и площадью $\sim 10^4 \text{ cm}^2$; 2) фокусировка пучка в две стадии: баллистическая фокусировка и последующее магнитное сжатие, реализуемые на длине $\sim 1.5 \text{ m}$ при помощи продольного магнитного поля, возрастающего в направлении распространения пучка. Инжекция пучка в нарастающее магнитное поле необходима не только для его фокусировки, но также для проведения исследований эрозии материалов в типичных условиях реактора, где магнитная индукция достигает 5 Т. Для проверки возможности реализации этой схемы была создана установка PROFA [2], габариты которой позволяют моделировать схему формирования пучка при следующих параметрах: диаметр пучка в области эмиссии $\sim 0.44 \text{ m}$, длина канала фокусировки 1.2 m. Для генерации протонного пучка большой площади был разработан источник, конструкция которого и характеристики пучка описаны в [3]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по фокусировке протонного пучка и их анализ.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Она включает в себя плазменный источник ионов, две катодные сетки, область баллистической фокусировки, область магнитного сжатия, мишенную камеру. Длина области баллистической фокусировки 0.6 m. Длина области магнитного сжатия 0.6 m. Индукция магнитного поля в области эмиссии $2 \cdot 10^{-3} \text{ T}$, в области баллистического фокуса — 0.4 T и в области мишени — 4.5 T. Распределение магнитного поля по оси установки показано на рис. 1. Высоковольтный генератор позволяет формировать импульсы напряжения с длительностью плоской части около 30 μ s. Описываемые эксперименты были проведены при амплитуде импульсов напряжения до 20 kV. Потенциалы первой и второй катодных сеток были равны -1 kV и -100 — -300 V соответственно. При таких значениях потенциалов отсутствовали осцилляции тока пучка и обеспечивалась наилучшая компенсация его объемного заряда. Давление остаточного газа было равно $5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$.

Измерялись следующие параметры: ускоряющее напряжение — резистивным делителем, разрядный ток ионного источника, токи на катодные сетки, ток на стенку канала фокусировки, ионный ток — поясами Роговского. Ток ионного пучка на мишень измерялся трехэлектродным датчиком (ТЭД), состоящим из внешнего заземленного электрода, управляющего электрода и цилиндра Фарадея. Геометрия всех электродов цилиндрическая, входные отверстия внешнего и управляющего электродов закрыты сетками. На управляющий электрод и цилиндр Фарадея подаются потенциалы смещения. Применение такого датчика позволяет не только измерить ионный ток, но и получить информацию об энергии и

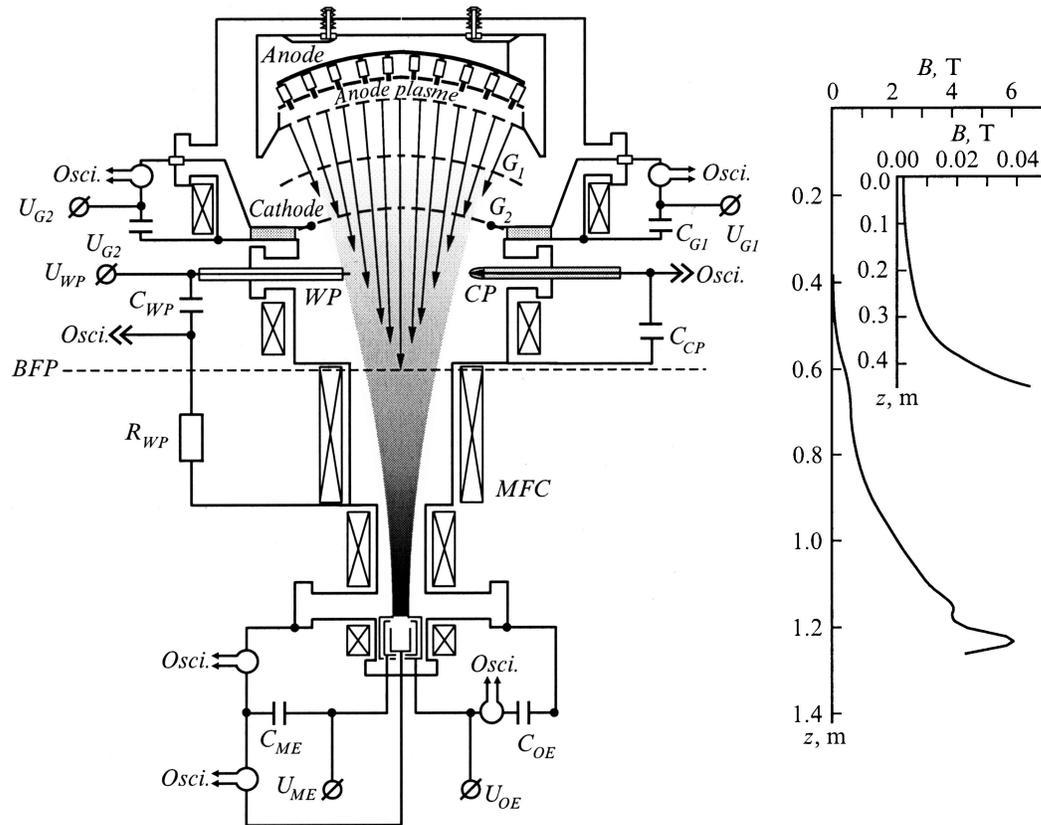


Рис. 1. Принципиальная схема установки PROFA: BFP — плоскость баллистического фокуса; MFC — катушки, создающие магнитное поле; WP — проволочный зонд; CP — емкостной датчик.

плотности электронов, компенсирующих объемный заряд пучка и движущихся вместе с ионами. Методика получения этой информации, основанная на исследовании зависимости коллекторного тока от потенциала второй сетки, описана в [4,5]. Плотность тока в области мишени измерялась подвижным ТЭД с диаметром входной апертуры 1 мм, распределение плотности энергии — миниатюрными подвижными калориметрами. Распределение плотности тока на входе в канал фокусировки измерялось ТЭД, перемещаемым вдоль поверхности второй катодной сетки на расстоянии 7 см от нее. Распределение плотности тока в области баллистического фокуса — подвижным ТЭД, а также датчиком, состоящим из кольцевых коллекторов, расположенных за сеткой, на которую подается отрицательный потенциал для задержки вторично-эмиссионных электронов. Потенциал пространства в области фокусировки измерялся емкостным датчиком. Для получения информации о динамике объемного заряда в канале фокусировки использовались емкостной датчик и проволочный зонд.

Результаты экспериментов

а) Фокусировка пучка при отсутствии внешнего магнитного поля. На рис. 2 показано распределение плотности ионного тока, измеренного

ТЭД, перемещаемым вдоль поверхности второй катодной сетки. Центр углового перемещения ТЭД находился в центре кривизны сетки, угловое положение датчика β отсчитывалось от оси системы. Ускоряющее напряжение $U_a \sim 20$ кВ, полный ток ионного пучка 58 А. Кривая 2 получена при модифицированной конструкции ионного

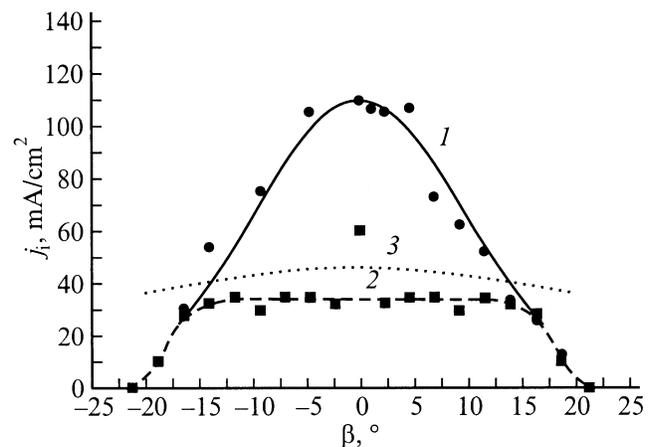


Рис. 2. Распределение плотности тока на выходе из источника в зависимости от угла позиции ТЭД β . 1 — для источника с двумя катодными сетками, 2 — для источника с дополнительной сеткой, 3 — расчет по закону Чайльда-Ленгмюра.

источника, когда между разрядным электродом и сеткой была установлена дополнительная сетка с прозрачностью 35%. Точками показана плотность тока, соответствующая закону Чайльда–Ленгмюра при $U = 20$ kV и ускоряющем зазоре (между анодной и первой катодной сетками) 1.5 см. Некоторое ее снижение на периферии обусловлено неидеальностью геометрии сеток.

Видно, что установка дополнительной сетки приводит к существенному улучшению качества ионного пучка. К сожалению, при этом заметно уменьшается его ток. Здесь нас будет интересовать в основном сильноточный режим работы источника. Как видно, в этом случае распределение плотности тока на входе в канал фокусировки имеет вид кривой Гаусса. В центральной части плотность тока превышает значение Чайльда–Ленгмюра. Это свидетельствует, по-видимому, о проникновении плазмы в ускоряющий промежуток.

На рис. 3 приведено распределение плотности тока в сечении баллистического кроссовера, полученное с помощью ТЭД в условиях, при которых было снято распределение I на рис. 2.

Рис. 4 иллюстрирует сигнал с емкостного датчика, расположенного на расстоянии 40 см от анодной сетки и 4 см от оси пучка. Видно, что стационарное распределение объемного заряда в пучке устанавливается примерно за $3 \mu\text{s}$. Пучок недокомпенсирован, остаточный потенциал составляет около 100 В. На периферии канала транспортировки потенциал имеет отрицательную величину. Таким образом, при отсутствии внешнего магнитного поля радиальное распределение потенциала свидетельствует о классическом распределении объемного заряда в канале фокусировки: недокомпенсированный ионный поток, окруженный "электронной шубой".

Электроны, компенсирующие объемный заряд ионного пучка, поступают за счет ионно-электронной эмиссии с катодных сеток и стенки канала фокусировки. Обработка осциллограмм токов на катодные сетки дает следующие

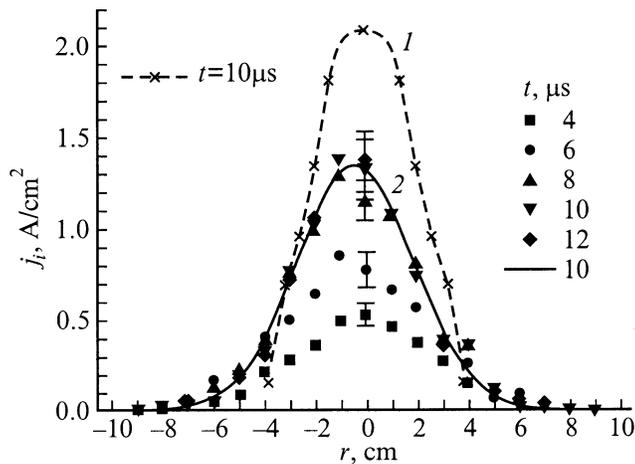


Рис. 3. Распределение плотности тока в плоскости баллистического фокуса при наличии (1) и отсутствии (2) внешнего магнитного поля.

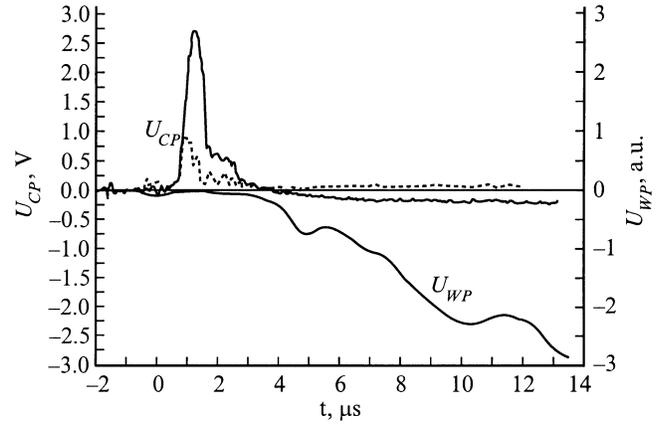


Рис. 4. Сигналы с емкостного датчика U_{CP} и проволочного зонда U_{WP} . Сплошная кривая — при наличии, штриховая — при отсутствии внешнего магнитного поля.

значения коэффициентов ионно-электронной эмиссии: с первой сетки $\nu_1 = 1.4$, со второй $\nu_2 = 1.7$. Температура электронов, полученная из обработки вольт-амперной характеристики ТЭД, составляет 20 eV.

б) Фокусировка пучка при наличии внешнего магнитного поля. Наложение внешнего магнитного поля улучшает фокусировку пучка в баллистической области. Это видно из рис. 3, на котором показано распределение плотности тока в области баллистического кроссовера при наличии магнитного поля и без него.

Динамика объемного заряда в канале фокусировки видна из сигналов емкостного датчика и проволочного зонда, показанных на рис. 4. Стационарное распределение потенциала устанавливается за $3-4 \mu\text{s}$. Через это время, как видно из сигнала на проволочный зонд, в канале фокусировки начинается накопление электронов. В стационарном состоянии пучок перекомпенсирован, потенциал в области его прохождения равен примерно -200 В. Информацию о динамике объемного заряда дает также ток на стенку канала фокусировки, осциллограмма которого показана на рис. 5. Видно, что после установления стационарного потенциала в фокусирующем канале ток на его стенку имеет отрицательную величину. Это свидетельствует о движении электронов поперек магнитного поля. При наличии магнитного поля компенсация объемного заряда пучка осуществляется вторично-эмиссионными электронами с катодных сеток. Обработка осциллограмм сеточных токов дает $\nu_1 = 1.4$, $\nu_2 = 1.6$. Электронный ток с катодных сеток превышает ионный ток, инжектируемый в канал фокусировки. Температура электронов равна 100 eV.

Динамика объемного заряда и эффективность фокусировки ионного пучка существенно зависят от потенциала мишени. Это видно из рис. 5, 6, на которых показаны зависимости от времени токов на стенку фокусирующего канала и эффективность фокусировки пучка (отношение тока на мишень к полному току пучка) при разных

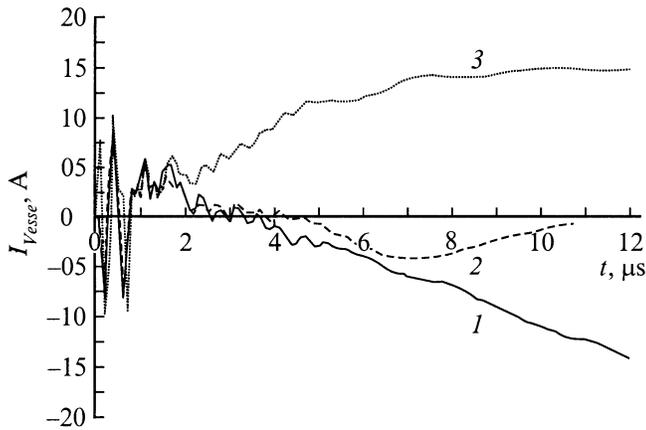


Рис. 5. Осциллограммы токов на стенку канала фокусировки при различных потенциалах мишени: 1 — отрицательный, 2 — нулевой, 3 — положительный.

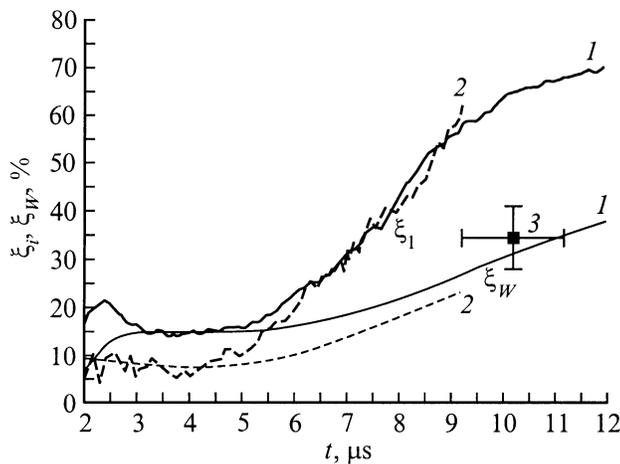


Рис. 6. Эффективности фокусировки пучка по току ξ_1 и по энергии ξ_W , полученные на плоской мишени (1), с помощью двухэлектродного датчика (2) и с помощью калориметра (3).

потенциалах мишени. В данных измерениях использовались два варианта мишеней: а) плоский алюминиевый диск диаметром 3 см; б) двухэлектродный датчик (ДЭД), коллектор которого заземлен, а на сетку подавался отрицательный потенциал, такой же как на плоскую мишень.

Недостатком измерений с плоской мишенью является то, что при достаточно большом отрицательном потенциале мишени на величину измеряемого тока может оказывать влияние электронно-ионная эмиссия. Для оценки степени этого влияния были проведены измерения, в которых мишенью служил ДЭД. Результаты измерений показаны на рис. 6. Видно, что различие в результатах измерений с ДЭД и плоской мишенью имеется только в начальной части импульса. Таким образом, можно сделать вывод о том, что вторичная электронная эмиссия с мишени оказывает влияние на процесс нейтрализации объемного заряда пучка и величину тока пучка на мишень только в течение 5–6 μs . В дальнейшем электроны

в канал фокусировки поставляются в основном катодными сетками.

Наименьшая эффективность фокусировки имеет место при положительных потенциалах мишени. Этот факт является довольно очевидным, так как в этом случае происходит отбор электронов из пучка на мишень, приводящий к ухудшению компенсации его объемного заряда. При заземленной мишени также происходит отбор электронов на нее, однако с меньшей интенсивностью, чем при положительном потенциале мишени. Как уже отмечалось, пучок при этом оказывается перекомпенсированным. Максимальная эффективность его транспортировки, достигаемая через 7–8 μs после начала импульса, составляет 20%.

Наибольшая эффективность фокусировки пучка достигается при отрицательном потенциале мишени, большем либо равном потенциалу второй катодной сетки. Максимальное ее значение 70% достигается через 10 μs от начала импульса. Очевидно, что накопление электронов в области фокусировки в этом случае происходит более активно, так как мишень не только не забирает электроны, но и сама участвует в их накоплении. Это видно, в частности, из осциллограммы тока на камеру: при отрицательном потенциале мишени он на 2 μs раньше становится отрицательным и имеет большую величину.

Эффективность фокусировки пучка измерялась также калориметрическим методом. Результат показан на рис. 6. Видно, что он хорошо соответствует данным, полученным интегрированием осциллограмм тока пучка и ускоряющего напряжения. Отсюда можно также сделать вывод о достоверности результатов измерения эффективности фокусировки пучка.

На рис. 7 показан профиль ионного пучка, измеренный с помощью массива мини-калориметров. Полный диаметр пучка составляет 30 мм, величина, соответствующая полувысоте распределения, 11 мм.

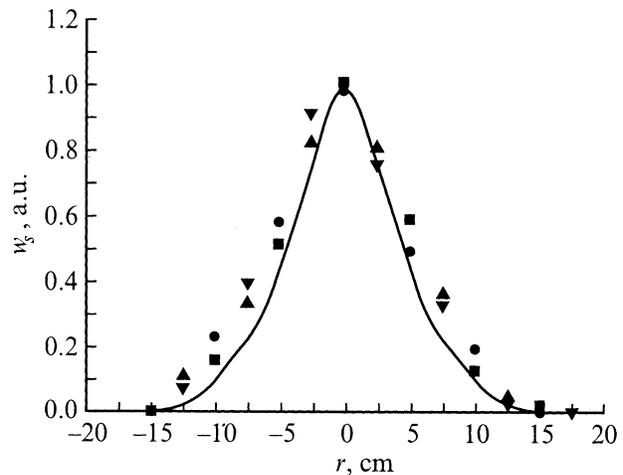


Рис. 7. Профиль плотности энергии ионного пучка w_s в плоскости мишени, нормированный на максимальное значение. Значки — эксперимент, кривая — вычисления.

Анализ результатов измерений

Анализ результатов измерений проводился с помощью численного моделирования. Целью его являлась разработка физической модели процесса фокусировки пучка, результаты расчета по которой дают наилучшее соответствие результатам экспериментов. Было рассмотрено несколько моделей, отличающихся деталями компенсации объемного заряда пучка. Наилучшее согласие с экспериментом дает описываемая ниже модель.

Электроны, компенсирующие положительный заряд ионного пучка, образуются в результате вторичной ионно-электронной эмиссии с катодных сеток и мишени. При равенстве потенциалов сетки и мишени образующиеся электроны осциллируют вдоль силовых линий магнитного поля, обеспечивая их эквипотенциальность. Уход электронов из объема, занимаемого ионным пучком, происходит в результате диффузии их поперек магнитного поля. Приравнявая скорость образования электронов скорости их ухода, можно определить распределение концентрации электронов и соответственно степень перекомпенсации ионного пучка. Для случая равномерного распределения плотности ионного тока по сечению и отсутствия разброса ионов по поперечным скоростям задача о транспортировке перекомпенсированного ионного пучка в однородном магнитном поле была рассмотрена в [6]. В нашем случае ионный пучок, имеющий конечный разброс по поперечным скоростям и неравномерное распределение плотности тока по радиусу, распространяется в сходящемся магнитном поле. Это приводит к необходимости численных расчетов.

В начале импульса идет процесс накопления электронов в ионном пучке до тех пор, пока электрическое поле не поменяет знак, и не начнется уход электронов из пучка. Необходимое для этого время можно оценить из выражения

$$t_c = \frac{L}{V_z} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{(1 - \alpha_1) \alpha_2 v_1 + (1 - \alpha_2) \alpha_1 v_2}, \quad (1)$$

где L — длина пучка, v_1 и v_2 — коэффициенты электронно-ионной эмиссии с первой и второй катодных сеток соответственно, α_1 и α_2 — прозрачности этих сеток, V_z — продольная скорость ионов; для $v_1 = 1.4$, $v_2 = 1.6$, $\alpha_1 = 0.8$, $\alpha_2 = 0.9$, $L = 1.2$ м, $V_z = 2 \cdot 10^6$ м/с получим $t_c \sim 1$ мкс, что неплохо согласуется с экспериментальным значением.

Накопление электронов в пучке прекращается, когда скорость их поступления в ионный пучок станет равной скорости их ухода за счет диффузии поперек магнитного поля в присутствии электрического поля

$$v I_i = - \int_0^L D \rho_e \left(\frac{e}{k T_e} \right) E_r 2\pi r dz, \quad (2)$$

где $v = (1 - \alpha_1) \alpha_2 v_1 + (1 - \alpha_2) \alpha_1 v_2 + \alpha_1 \alpha_2 v_m$ — эффективный коэффициент электронно-ионной эмиссии с ка-

тодных сеток и мишени v_m , эмиттирующей электроны в пучок, когда она находится под отрицательным потенциалом; I_i — ток ионного пучка; D — коэффициент диффузии; ρ_e — плотность пространственного заряда электронов; $k T_e$ — тепловая энергия электрона; e — заряд электрона; E_r — радиальная компонента напряженности электрического поля; r — текущее значение радиуса пучка.

При равномерном распределении плотности заряда в пучке напряженность электрического поля выражается через плотность пространственного заряда следующим образом:

$$E_r = \frac{1}{2\epsilon_0} (\rho_i - \rho_e) r, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, ρ_i — плотность пространственного заряда ионов.

Коэффициент диффузии электронов поперек магнитного поля по Бому равняется

$$D = \frac{1}{16} \frac{k T_e}{e B}, \quad (4)$$

где B — текущее значение индукции магнитного поля.

Принимая, что отношение ρ_e / ρ_i не зависит от радиуса, введем коэффициент компенсации ионного пучка

$$k_{ei} = 1 - \rho_e / \rho_i = 1 - Q_e / Q_i, \quad (5)$$

где Q_e и Q_i — абсолютные значения погонных электронного и ионного зарядов.

Если пучок недокомпенсирован, то $k_{ei} > 0$; если же он перекомпенсирован, то $k_{ei} < 0$.

Учтем также, что в сходящемся магнитном поле

$$B_0 r_0^2 = B r^2, \quad (6)$$

где B_0 , r_0 — величина индукции магнитного поля и радиус пучка в области эмиссии.

Подставляя (3)–(6) в (2), получим

$$v I_i = - \int_0^L \frac{k_{ei} I_i^2}{16\pi\epsilon_0 V_z^2 B_0 r_0^2} dz = - \frac{k_{ei} I_i^2 L}{16\pi\epsilon_0 V_z^2 B_0 r_0^2}. \quad (7)$$

Отсюда для коэффициента компенсации имеем

$$k_{ei} = -16\epsilon_0 v \frac{V_z^2 B_0 \pi r_0^2}{I_i L}. \quad (8)$$

Для параметров установки PROFA получим коэффициент компенсации $k_{ei} = -0.004$.

Формула (8) для коэффициента компенсации получена при допущении о равномерности распределения плотности заряда по сечению пучка. В реальной ситуации имеет место перераспределение плотности тока и заряда по сечению пучка, что должно было бы приводить к изменению перепада потенциала в пучке. Но из-за

эквипотенциальности магнитных силовых линий перепад потенциала в пучке должен сохраняться

$$\Delta U = \int_0^R \frac{Q(r)}{r} dr = \int_0^{R_0} \frac{Q(r_0)}{r_0} dr_0 = \Delta U_0, \quad (9)$$

где R_0 , R — начальное и текущее значения огибающей пучка.

Для того чтобы это условие соблюдалось, коэффициент компенсации должен изменяться по закону

$$k_{ei} = k_{ei0} \frac{\int_0^{R_0} \frac{Q_i(r_0)}{r_0} dr_0}{\int_0^R \frac{Q_i(r)}{r} dr}, \quad (10)$$

где k_{ei0} — начальное значение коэффициента компенсации; требуемое изменение коэффициента компенсации обеспечивается соответствующим перемещением электронов вдоль силовых линий магнитного поля.

При наличии внешнего магнитного поля система уравнений, описывающая транспортировку перекомпенсированного ионного пучка, имеет вид

$$r'' = \frac{V_\Theta^2}{rV_z^2} + \frac{e}{M} \frac{V_\Theta B_z}{V_z^2} - \frac{1}{2} \frac{e}{M} r r' \frac{V_\Theta B_z'}{V_z^2} + \frac{e}{MV_z^2} E_r, \quad (11)$$

$$V_\Theta = -\frac{eB_z}{2M} r \left[1 - \frac{r_0^2 B_{z0}}{r^2 B_z} \right] + V_{\Theta 0} \frac{r_0}{r}, \quad (12)$$

$$V_z = V_0 \sqrt{\frac{1 - V_\Theta^2/V_0^2}{1 + r'^2}}, \quad (13)$$

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{Q(r)}{r}, \quad (14)$$

$$Q(r) = k_{ei} \int_0^r 2\pi\rho_i dr, \quad (15)$$

где r_0 , r — начальная и текущая радиальные координаты иона; V_0 , V_Θ , V_z — полная, азимутальная и продольная скорости иона; $V_{\Theta 0}$ — начальная азимутальная скорость иона; B_{z0} — величина индукции магнитного поля B_z у эмиттера; $Q(r)$ — заряд на единицу длины пучка, заключенный в цилиндре радиуса r .

Расчет производился методом трубок тока. Разбиение по трубкам тока проводилось по радиальной координате с учетом измеренного распределения плотности тока эмиссии, а также по радиальным и азимутальным скоростям с соответствующим весовым коэффициентом. Начальный вид функции распределения принимался максвелловским

$$f_r(V_r) = \left(\frac{M}{2\pi kT_i} \right)^{1/2} \exp^{-\frac{MV_r^2}{2kT_i}}, \quad (16)$$

$$f_\Theta(V_\Theta) = \left(\frac{M}{2\pi kT_i} \right)^{1/2} \exp^{-\frac{MV_\Theta^2}{2kT_i}}, \quad (17)$$

где M , V_r — масса и радиальная скорость ионов; kT_i — тепловая энергия ионов.

При численных расчетах вместо функции распределения по радиальным и азимутальным скоростям удобнее пользоваться функциями распределения по радиальным α_r и азимутальным α_Θ углам

$$\operatorname{tg}(\alpha_r) = \frac{V_r}{V_z}, \quad \operatorname{tg}(\alpha_\Theta) = \frac{V_\Theta}{V_z}. \quad (18)$$

Угол α_r отсчитывается относительно нормали к плазменной поверхности. В этом случае в относительных единицах функцию распределения по поперечным углам можно записать так:

$$f(\alpha_r) = \exp^{-\frac{\operatorname{tg}^2(\alpha_r)}{\operatorname{tg}^2(\alpha_{HWHM})} \ln 2}, \quad (19)$$

$$f(\alpha_\Theta) = \exp^{-\frac{\operatorname{tg}^2(\alpha_\Theta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha_{HWHM})} \ln 2}, \quad (20)$$

где α_{HWHM} — угол, соответствующий значению $f = 1/2$.

Разбиение по трубкам тока, как уже говорилось, для каждого значения радиальной координаты имело место как по α_r , так и по α_Θ . Функция $Q(r)$ пересчитывалась на каждом шаге интегрирования уравнения движения с помощью соотношения

$$Q(r) = k_{ei} \sum_{n=1}^N \frac{I_n}{V_{zn}}, \quad (21)$$

где I_n — ток трубок тока, средний радиус которых на данном шаге меньше r ; V_{zn} — продольная скорость частиц, соответствующая n -й трубке тока.

С целью определения начальной функции распределения ионов по поперечным скоростям и степени нейтрализации объемного заряда пучка была проведена серия расчетов распределения плотности тока по радиусу в области баллистического кроссовера без внешнего магнитного поля, в которых варьировались степень нейтрализации k_{ei} и температура ионов T_i . Кроме этого, учитывалась реальная геометрия границы эмиссии ионов, которая была найдена из условия равенства плотности тока эмиссии плотности тока по закону Чайльда–Ленгмюра. Расчетные распределения сравнивались с измеренными. Наилучшее соответствие было получено при $k_{ei} = 5 \cdot 10^{-4}$ и $\alpha_{HWHM} = 36.7$ mrad. Температура ионов

$$T_i = eU_a \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_{HWHM}}{\ln 2}$$

равна 40 eV. Провисание потенциала в пучке, рассчитанное по известному k_{ei}

$$\Delta U = \frac{k_{ei}}{4\pi\epsilon_0} \int_0^R \frac{Q(r)}{r} dr,$$

хорошо согласуется с измеренным. Используя найденное распределение ионов по поперечным скоростям, провели расчеты прохождения ионного пучка до мишени при наличии внешнего магнитного поля. Поскольку

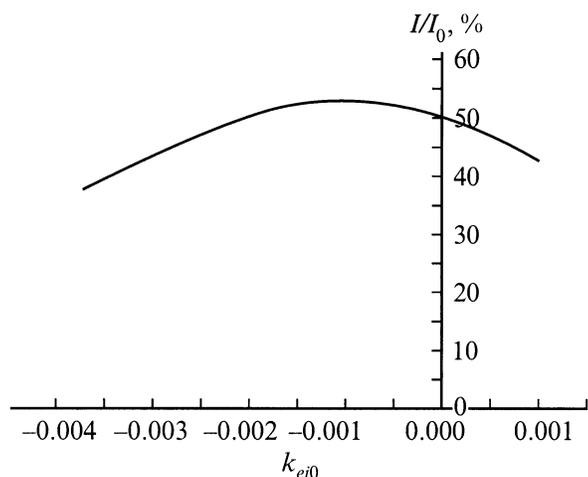


Рис. 8. Зависимость доли тока пучка, дошедшего до мишени, от коэффициента компенсации.

формула (8) носит оценочный характер, то коэффициент перекомпенсации варьировался в широких пределах. Величина начального углового разброса α_{HWHM} была взята равной 36.7 mrad. В результате расчетов была получена зависимость доли тока, достигшего мишени, от коэффициента компенсации k_{ei0} (рис. 8). Из этой зависимости следует, что максимальное значение тока на мишень соответствует $k_{ei0} = -0.00075$ и составляет величину порядка 53% от полного тока. Токопрохождение оказалось ниже значения, полученного в эксперименте. Это можно объяснить тем, что при расчете частицы, продольная скорость которых становилась ниже 25% полной скорости, исключались из расчета, хотя на самом деле после многочисленных осцилляций вдоль пучка некоторые из них все же могли достичь мишени. На рис. 7 приведено распределение плотности энергии по радиусу пучка в области мишени. Видно, что оно хорошо согласуется с измеренным.

Заключение

Исследована фокусировка интенсивного протонного пучка, осуществляемая в две стадии: а) баллистическая фокусировка; б) магнитное сжатие. Измерены основные характеристики пучка: угловая расходимость; распределения плотности тока на входе в канал фокусировки, в области баллистического кроссовера, на мишени. Получена информация о динамике объемного заряда в фокусирующем канале, определена степень компенсации объемного заряда пучка при наличии и отсутствии внешнего магнитного поля.

Нейтрализация объемного заряда пучка осуществляется вторично-эмиссионными электронами с катодных сеток и мишени. При отсутствии магнитного поля пучок недокомпенсирован. Степень недокомпенсации равна $5 \cdot 10^{-4}$. При наличии магнитного поля пучок пере-

компенсирован. Степень перекомпенсации $\sim 1-4 \cdot 10^{-3}$. Максимальная эффективность фокусировки пучка достигается в случае, когда мишень находится под отрицательным потенциалом, равным или превышающем потенциал второй катодной сетки. При этом максимальное токопрохождение на мишень достигается через 10 μ s после начала импульса и составляет 70%. Это время определяется временем установления квазистационарного распределения объемного заряда в канале фокусировки. Диаметр пучка на мишени, соответствующий полувысоте распределения плотности тока, равен 11 mm. Таким образом, коэффициент компрессии пучка по площади равен $1.6 \cdot 10^3$, что соответствует расчетному значению.

Проведено численное моделирование процесса фокусировки пучка. Сравнение его результатов с данными измерений позволило найти начальное угловое распределение ионов, их температуру, степень нейтрализации объемного заряда пучка. Рассчитанные эффективность фокусировки пучка и радиальное распределение плотности тока находятся в хорошем соответствии с результатами измерений. Это дает основание использовать данную расчетную модель при проектировании подобных установок.

Общий вывод из результатов экспериментов и расчетов заключается в том, что изложенная в [1] схема позволяет осуществить фокусировку ионного пучка с достаточно высокой эффективностью.

Список литературы

- [1] Вюрц Г., Вязьменова Г.А., Кузнецов В.С., Энгелько В.И. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 5. С. 73–80.
- [2] Engelko V., Giese H., Schalk S. // Proc. 11th Intern. Conf. on High Pow. Part. Beams. "Beams-96". Prague, 1996. P. 95–100.
- [3] Engelko V., Giese H., Schalk S. // IEEE. Trans. on Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 4. P. 722–728.
- [4] Engelko V., Giese H., Schalk S. // Proc. 11th Intern. Conf. on High Pow. Part. Beams. "Beams-96". Prague, 1996. P. 1111–1114.
- [5] Schalk S. Wissenschaftliche Berichte. FZKA 6075. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998. 143 p.
- [6] Габович М.Д., Гончаров А.А., Проценко И.М. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 1. С. 86–90.