

10

©1993 г.

ИНЖЕКТОР ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИЯИ АН УКРАИНЫ

А.В.Жмендак, С.Н.Павлов

Рассматривается работа электронной пушки системы электронного охлаждения в ускорительно-накопительном комплексе тяжелых ионов. Определены необходимые значения углового разброса пучка электронов в цикле накопления и при проведении ядро-физического эксперимента. Численно исследовано влияние на эту величину геометрических параметров пушки. Определена ее оптимальная конструкция.

1. В настоящее время в нашей стране планируется создание ряда ускорительно-накопительных комплексов с электронным охлаждением, в том числе в Институте ядерных исследований АН УССР [1]. Ожидается, что эти установки дадут качественно новые возможности в исследованиях по ядерной и атомной физике.

Разрабатываемый в ИЯИ АН УССР комплекс рассчитан на получение тяжелых ионов (до неона включительно) с энергией до 200 МэВ/нуклон. Инжектором будет служить имеющийся изохронный циклотрон У-240. В выполненных ранее расчетах [2] были определены основные физические параметры системы электронного охлаждения. В настоящей работе более подробно обсуждаются требования к поперечному угловому разбросу скоростей электронного пучка. Определена конструкция электронной пушки.

2. Так же как в существующих и проектируемых установках, в нашем комплексе цикл накопления ионов будет проводиться с участием электронного охлаждения [1]. После заполнения одного или нескольких оборотов кольца система инжекции выключается. При помощи вспомогательного ВЧ резонатора ионы тормозятся и, потеряв ~1% энергии, уходят на внутреннюю орбиту. Затем пучок охлаждается и тем самым освобождается фазовый объем для новой порции частиц. Это позволяет „обойти“ теорему Лиувилля и накапливать в кольце $10^9 - 10^{10}$ ионов при относительно небольшой интенсивности инжектора. В этом процессе лимитирующий по времени стадией является электронное охлаждение. Его эффективность определяется рядом факторов, которые для нашего случая рассмотрены в работе [2]. Проектирование же пушки, которая

по техническим условиям эксперимента погружена в продольное магнитное поле с индукцией $B = 0.1 - 0.3$ Тл [2], сводится к обеспечению достаточно малого разброса и необходимого тока пучка электронов. Как показано в работе [2], существует оптимальное значение последней величины $I = v_0 U \sqrt{2\varepsilon/\beta_e}$, обеспечивающее максимальный темп охлаждения. Здесь U — ускоряющее напряжение в инжекторе электронов, v_0 — продольная скорость электронов, β_e — бета-функция на участке охлаждения, ε — эмиттанс ионного пучка. При этом предполагалось, что радиусы электронного r и ионного $\sqrt{\varepsilon\beta_e}$ пучков равны. Полагая согласно [1], $\varepsilon \approx 30\pi$ мм · мрад, $\beta_e \approx 4$ м, получаем $r \approx 1$ см. Если по каким-либо причинам (см. ниже) необходимо использовать более толстый электронный пучок, то приведенную выше формулу следует привести к виду

$$I \approx v_0 U r^2 \sqrt{2/(\varepsilon\beta_e^3)}. \quad (1)$$

Отметим, что это выражение соответствует электронной пушке с постоянным первеансом, так как $I \sim U^{3/2}$.

Условие достаточно малого углового разброса скоростей электронов связано с необходимостью реализации так называемого адиабатического режима ион-электронных столкновений, когда поперечные степени свободы электронов оказываются выключенными из рассмотрения [3]. Для этого требуется, чтобы поперечный разброс скоростей электронов v_{\perp}^* не превышал значений $3 - 4 \cdot 10^7$ см/с [4]. При больших v_{\perp}^* декремент затухания бетатронных колебаний (величина, обратная времени охлаждения) быстро падает. Полное значение поперечной скорости электронов складывается из следующих величин: $v_{\perp}^* = v_T + v_L + v_D$, v_T представляет собой тепловую скорость электронов, эмиттируемых катодом. Обычно эта величина составляет $1 - 2 \cdot 10^7$ см/с (оксидный термокатод). $v_D = 2Ic/(rv_0B)$ — скорость дрейфа электронов в скрещенных магнитном и электрическом полях собственного пространственного заряда пучка (c — скорость света); v_L — добавочная скорость электронов, которую они получают из-за несовершенства оптики электронной пушки. Приведенные выше значения v_T могут быть уменьшены в случае понижения рабочей температуры катода. В частности, это достигается путем применения фотокатодов, иницируемых лазерным излучением [5]. Однако разработка такого рода инжекторов находится в настоящее время на начальной стадии. Поэтому при проектировании электронной пушки необходимо обеспечить значения $v_{\perp} = v_L + v_D$ на уровне $1 - 2 \cdot 10^7$ см/с, так чтобы $v_{\perp} + v_T = v_{\perp}^* \leq 3 - 4 \cdot 10^7$ см/с. С практической точки зрения более удобно использовать величину углового разброса электронного пучка $\alpha = v_{\perp}/v_0$. Так как на участке охлаждения продольные скорости электронов и ионов должны быть равны, то желаемые значения α_g будут зависеть от энергии и массы инжектируемых ионов. Минимально возможные величины углового разброса определяются током пучка электронов $\alpha_m \approx v_D/v_0$. Расчетные значения I , α_g , α_m приведены в табл. 1.

3. Рассмотрим требования к электронному пучку при проведении ядерно-физического эксперимента. Когда цикл накопления завершен, сжатый и охлажденный пучок ионов ускоряется ВЧ резонатором до необходимой энергии. Его поперечные размеры определяются электростатическим взаимодействием ионов в поперечном направлении. Послед-

Таблица 1.

Ион	$P^+; {}^3\text{He}^{2+}$	$O^+; {}^4\text{He}^{2+}$	${}^{14}\text{He}^{4+}$	${}^{12}\text{C}^{3+}; {}^{16}\text{O}^{4+}; {}^{20}\text{Ne}^{5+}$
W_i (МэВ/н)	50	25	10	5.5
W_e (кэВ)	26	14	5.4	3
I (А)	1.9	0.77	0.19	0.08
α_g (мрад)	2.2	2.9	4.6	6.1
α_m (мрад)	2.6	1.9	1.2	0.9

Примечание. W_i — энергия инжектируемых ионов, W_e — энергия электронного пучка. Радиус электронного пучка $r = 1.5$ см [2].

нее приводит к ослаблению действия фокусирующих элементов накопительного кольца и сдвигает частоты бетатронных колебаний к опасным „машинным“ резонансам, что ограничивает сжатие пучка пределом [6]

$$\varepsilon_0 \gtrsim \frac{r_p R_0 (N/l)}{2\gamma^3 \Delta\nu (v_0/c)^2},$$

где ε_0 — минимальный эмиттанс пучка, R_0 — средний радиус накопителя, N/l — число ионов на единицу длины пучка, r_p — классический радиус протона, γ — релятивистский фактор, $\Delta\nu$ — разность частот бетатронных колебаний в рабочей точке синхронизатора (накопительного кольца) и в ближайшем к ней „машинном“ резонансе.

Используя данные работы [1], несложно вычислить, что в нашем случае диаметр охлажденного пучка не будет превышать 3 мм.

Во время проведения ядерно-физического эксперимента ускоренные частицы рассеиваются на атомах сверхтонкой мишени. В результате этого пучок уширяется. В случае, когда превалирует процесс ионизационных потерь энергии для расчета скорости нарастания среднеквадратичного импульса ионов Δp^2 , можно использовать известное соотношение [7]

$$\frac{d(\Delta p^2)}{dt} = \frac{8\pi e^4 n L}{v_0}.$$

Здесь e — заряд электрона, n — концентрация рассеивающих электронов, L — кулоновский логарифм ион-электронных столкновений. Для нашего случая его следует привести к виду

$$\frac{d(\Delta p^2)}{dt} \simeq \frac{8\pi e^4 Z_i n_i Z_i^2 L \beta_t l_t}{v_0 \beta_e \Pi},$$

где концентрация рассеивающих электронов $n = Z_i n_i$; Z_i, n_i — атомное число и плотность мишени; Z_i — кратность заряда; $\beta_t = 0.9$ м — бета-функция на мишени; Π — периметр кольца; l_t — длина мишени.

Средний разброс импульса ионного пучка $\langle (\Delta p^2) \rangle$, определяемый балансом рассеивающего действия мишени и электронного охлаждения, по

порядку величины составит

$$\langle(\Delta p^2)\rangle = \frac{d(\Delta p^2)}{dt} \tau_e,$$

где τ_e — время электронного охлаждения.

Для τ_e используем выражение [6]

$$\tau_e^{-1} = \frac{4\pi e^4 Z_i^2 n_e l_e L}{M m v_0^3 \Theta^3 \Pi},$$

где n_e — плотность пучка электронов; l_e — длина участка охлаждения; M, m — масса иона и электрона; θ — угловой разброс ионного пучка.

Вычислив $\langle(\Delta p^2)\rangle$, несложно показать, что уширение ионного пучка на участке электронного охлаждения составит величину

$$\Delta r \simeq \sqrt{\frac{2Z_i n_i l_i \beta_i \beta_e m \Theta^3}{M n_e l_e}}.$$

В первом приближении будем считать, что τ_e определяется угловым разбросом ионного пучка Θ_0 , которое достигается после его сжатия в цикле накопления, когда мишень еще не включена. Взяв для оценок $\Theta_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\beta_e} \simeq r_i/\beta_e$, где $r_i \leq 1.5$ мм — радиус охлажденного пучка, получаем $\Delta r \leq 10^{-2}$ см. Здесь принято $n_i l_i \simeq 10^{14}$ см⁻², $Z_i \simeq 90$, $n_e \simeq 4 \cdot 10^8$ см⁻³, $l_e = 3$ м. Таким образом, ионизационные потери будут практически полностью подавлены электронным охлаждением даже при использовании относительно толстой и тяжелой мишени.

Ионы будут также рассеиваться на ядрах атомов мишени. Однако, согласно формуле Резерфорда для кулоновских столкновений, сечение этого процесса в $(M/m)^2$ раз меньше сечения рассеяния на электронах и оно будет определять лишь время жизни пучка для легких частиц [8]

$$\tau_t \simeq \frac{A^2 v_0^4 \Theta_g^2}{4\pi r_p^2 Z_i^2 Z_t n_i l_i f c^4},$$

где A — атомный вес иона, f — частота обращения ионов в накопителе, Θ_g представляет собой предельно допустимый угол отклонения иона при столкновении с ядром.

Очевидно, эта величина не должна превышать значений, определяемых геометрическим аксептансом системы. Кроме того, необходимо, чтобы рассеянный ион на участке охлаждения попал в апертуру электронного пучка. Тогда под действием силы трения он восполнит потерянную энергию и вновь будет представлять интерес для прецизионных ядерно-физических экспериментов. Исходя из этого представляется целесообразным использовать более толстый электронный пучок, увеличивая тем самым Θ_g и τ_t . Такая процедура имеет смысл, если время охлаждения иона, выбитого на угол Θ_g , меньше времени проведения ядерно-физического эксперимента $\sim \tau_t$. Полагая, к примеру, $\tau_e \simeq 0.3\tau_t$, из приведенных выше соотношений получаем $\Theta_g \simeq 4$ мрад при $Z_t \simeq 90$,

$n_e l_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $n_e \approx 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $l_e = 3 \text{ м}$, $L \approx 10$. Это соответствует диаметру электронного пучка 3 см. Для тяжелых ионов τ_i определяется процессом перезарядки на атомах мишени. В этом случае рассеяние на ядрах может не рассматриваться.

Изменение радиуса электронного пучка r в различных режимах работы ускорительно-накопительного комплекса нежелательно по соображениям технического характера и не оправдано с физической точки зрения. Поэтому в работе [2] эта величина была выбрана равной 1.5 см независимо от условий проведения эксперимента. При работе со сверхтонкой внутренней мишенью приведенные выше требования к v_{\perp} относятся лишь к центральной части электронного пучка, пронизываемой керном ионного с $r_i \leq 1.5 \text{ мм}$. Теперь, если ускоряющее напряжение на пушке и плотность тока постоянны, то в первом приближении v_L и v_D линейно нарастают по радиусу пучка. Тогда на энергии проведения ядерно-физического эксперимента ($W_i \approx 200 \text{ МэВ/нуклон}$, $W_e \approx 110 \text{ кэВ}$, $\beta \approx 0.57$) для электронов на краю пучка получаем $\alpha_g = v_{\perp} r / v_0 r_i \approx 10 \text{ мрад}$, где v_{\perp} принято равным 10^7 см/с (см. раздел 2).

Детальный анализ показывает, что изменение первеанса электронной пушки при переходе от цикла накопления к работе со сверхтонкой внутренней мишенью является нецелесообразным. Он ведет лишь к техническим осложнениям без существенного выигрыша по энергетическому разбросу ионного пучка. Исползую соотношение (1) для оптимальной величины тока пучка электронов (см. раздел 2), несложно вычислить, что $\alpha_m \approx 6.2 \text{ мрад}$ при $W_e \approx 110 \text{ кэВ}$.

4. Разработка электронных пушек с малым угловым разбросом скоростей представляет собой довольно сложную проблему как с математической, так и физической точек зрения. Развитые в настоящее время аналитические методы решения таких задач не обеспечивают необходимой точности расчетов [9]. В связи с этим широко применяется численное моделирование на ЭВМ [10]. Нами использовался пакет программ SAM, разработанный в Институте ядерной физики СО АН СССР [11], которые позволяют с высокой точностью рассчитывать значения $\alpha = v_{\perp} / v_0$, $v_{\perp} = v_L + v_D$.

С физической точки зрения наибольшую сложность представляет рассеивающее действие анодного отверстия в инжекторе электронов, вызванное относительно большими значениями радиального электрического поля E_r , возникающего в этом месте. Расчеты показали, что в наших условиях квазипирсовская пушка обеспечивает следующие угловые разбросы скоростей: $\alpha \approx 2.4 \text{ мрад}$ при $W_e = 3 \text{ кэВ}$, $\alpha \approx 17 \text{ мрад}$ при $W_e = 26 \text{ кэВ}$, $\alpha \approx 60 \text{ мрад}$ при $W_e = 110 \text{ кэВ}$, т.е. в области десятков кэВ α превышает необходимые значения почти на порядок величины. Здесь и в дальнейшем принято, что пушка погружена в продольное магнитное поле с индукцией $B = 0.1 \text{ Тл}$.

Для преодоления указанной сложности в настоящее время применяются инжекторы с „квазирезонансной“ [12] и „гладкой“ [13] оптикой. В первом случае, используя систему электродов, формируют П-образное распределение E_r , так чтобы длина этого участка равнялась шагу ларморовской спирали для электронов λ_e . Тогда электрон совершит в этой области полный цикл трохойды и выйдет из нее с практически нулевыми поперечными скоростями. Однако такая пушка имеет существенный недостаток — условие резонанса выполняется в относительно узком диа-

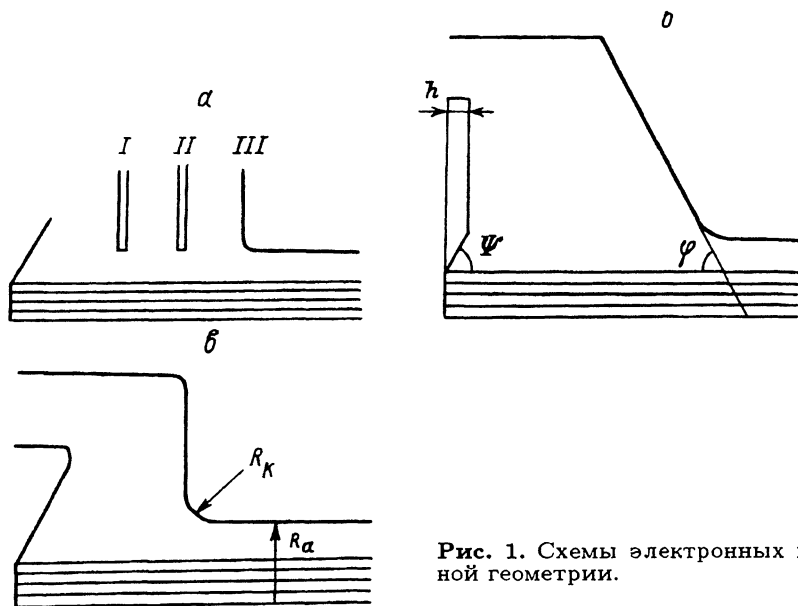


Рис. 1. Схемы электронных пушек различной геометрии.

пазоне токов пучка [13]. Применение квазирезонансной оптики в наших условиях представляется весьма проблематичным еще и потому, что при изменении энергии электронов с 3 до 110 кэВ шаг ларморовской спирали меняется от 1 до 7 см, что требует использования очень сложной системы электродов.

Суть гладкой оптики заключается в том, чтобы максимально возможно увеличить длину участка Δ с отличным от нуля радиальным электрическим полем, так как в этом случае $E_r \sim 1/\Delta$ [12]. Это достигается несколькими способами [12-14]. Во-первых, можно использовать геометрию пушки, показанную на рис. 1, а. Электрод I устанавливается на таком расстоянии от катода, когда распределение тока по сечению пучка остается еще почти однородным. На него подается потенциал, достаточный для вытягивания необходимой плотности тока электронов. Его величина находится в области нескольких кВ, что обеспечивает относительно малые значения E_r . Дальнейший темп ускорения пучка, определяемый напряжениями на электродах II и III и их местоположением, в значительной степени является произвольным. Это позволяет существенно увеличить значение Δ и понизить E_r . Проведенные нами расчеты показали, что такого рода пушка обеспечивает угловые разбросы скоростей пучка электронов, приведенные в табл. 2.

Как видно, полученные величины $\alpha < \alpha_g$ и весьма близки к минимально возможным значениям α_m .

В работе [14] указывалось, что аналогичного эффекта можно добиться, используя более простую конструкцию пушки, приведенную на рис. 1, б. Однако физические принципы ее построения были рассмотрены недостаточно полно. В связи с этим нами были проведены расчеты, результаты которых приведены ниже.

5. Как следует из результатов разделов 2, 3 настоящей работы, наиболее жесткие требования к поперечному разбросу скоростей электронов предъявляются на энергии пучка 26 кэВ ($\alpha_g \leq \alpha_m$). В связи с этим поиск

Таблица 2.

W_e , кэВ	α , мрад
3	0.9
14	2.0
26	2.8
50	3.5
100	6.3

закономерностей в проектировании пушки проводился именно при этих значениях W_e .

Наиболее естественным подходом при решении этой проблемы представлялось проследить трансформацию угловых характеристик пучка начиная от оптики Пирса. Для этих целей была выбрана геометрия пушки, представленная на рис. 1, в. На рис. 2 показана зависимость углового разброса скоростей электронов от радиуса анодного отверстия R_a ($R_K = 0$). Как видно, при изменении R_a с 1.6 до 3 см α уменьшается почти на порядок и в дальнейшем практически не изменяется. Ток пучка при этом незначительно спадает. Оказалось, что аналогичного эффекта можно достичь, увеличивая радиус кривизны анодного электрода R_K до значений $\sim 4 - 5$ см при $R_a \approx 2$ см. Полученные зависимости не укладываются в представления об анодном отверстии как о тонкой линзе с фокусным расстоянием $F \sim -6R_a$. В этом случае следовало ожидать довольно гладкой зависимости α от R_a . В связи с этим представлялось целесообразным проследить динамику движения электронов в пушке. На рис. 3 показано аксиальное распределение радиального электрического поля для $R_a = 2; 4$ см. В первом случае E_r имеет вид резкого пика с полушириной $\Delta < \lambda_e$, а во втором — гладкой кривой с $\Delta \approx 2 - 3\lambda_e$. Двигаясь в таком поле, электрон испытывает сильный боковой удар, когда $R_a = 2$ см. При радиусе анодного отверстия 4 см поперечный угловой разброс α успевает релаксировать почти до нулевых значений, так как $\Delta > \lambda_e$ (рис. 4). Наблюдаемые эффекты легко объяснить, если учесть, что анодное отверстие имеет острый край. Вблизи него E_r быстро нарастает, давая в пределе бесконечно острый и высокий пик. Увеличивая R_a или R_K , мы отодвигаем эту зону от края пучка и сглаживаем распределение радиального поля.

Расчеты показали, что геометрия анодной части пушки определяется в основном выбранными значениями R_a . При диаметре отверстия, близком к диаметру электронного пучка, необходимо использовать инжектор (рис. 1, б). В этом случае следует принять $R_K \approx 4 - 5$ см и угол анодного конуса $\varphi \approx 60^\circ$. При $R_a \geq 4$ см может использоваться конструкция, приведенная на рис. 1, в. Отметим, что при увеличении энергии пучка растет шаг ларморовской спирали электрона. С учетом этого факта следует принять $R_a \approx 6$ см, чтобы обеспечить нормальную работу инжектора при $W_e \approx 100$ кэВ. Обе конструкции пушки практически идентичны в смысле углового разброса скоростей электронов.

Рассмотрим влияние геометрии прикатодного электрода на величину α . Как известно, наиболее сильный эффект в этой области связан с действием объемного заряда электронов. Для того чтобы радиальное электрическое поле на краю пучка отсутствовало, катод охватывают

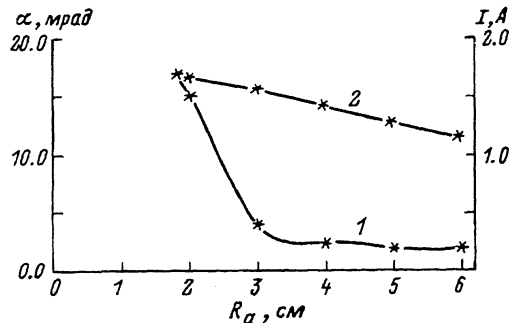


Рис. 2. Зависимости углового разброса скоростей (1) и тока пучка электронов (2) от радиуса анодного отверстия.

Рис. 3. Аксиальное распределение радиального электрического поля на краю пучка.

1, 2 — значения радиуса анодного отверстия 2 и 4 см.

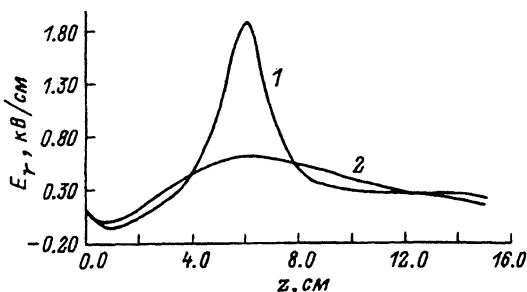
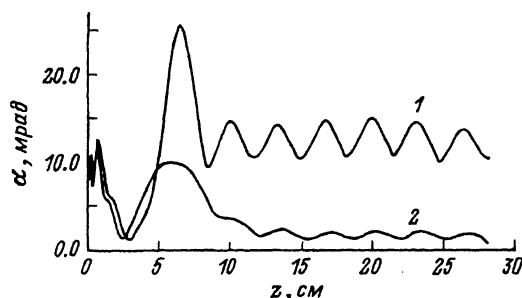


Рис. 4. Трансформация углового разброса скоростей пучка электронов по длине системы.

1, 2 — то же, что и на рис. 3.



электродом, составляющим с ним угол 67.5° [15]. В условиях сильного сопровождающего магнитного поля требования к этому углу ослабевают. Как следует из результатов расчетов, представленных на рис. 5, угловой разброс пучка остается практически постоянным в широком диапазоне значений Ψ . Тем не менее прикатодный угол следует выбрать близким к пирсовскому. Из всех значений Ψ , отвечающих минимальному угловому разбросу пучка, он обеспечивает наибольшую плотность тока электронов. В работе [14] отмечалось, что первеанс пучка повышается при уменьшении высоты прикатодного электрода. Это может быть использовано для увеличения расстояния анод-катод, что способствует разглаживанию аксиального распределения E_r . Наши расчеты показали, что, хотя это утверждение и является справедливым (рис. 6), уменьшение h ниже 0.7 см ведет к быстрому росту углового разброса пучка. Оптимальной представляется высота пирсовского электрода ~ 1 см.

Результаты расчетов углового разброса пучка электронов для пушек (рис. 1, б, в) с учетом вышеизложенных фактов приведены в табл. 3.

Рис. 5. Зависимости углового разброса скоростей (1) и тока пучка электронов (2) от угла прикатодного электрода.

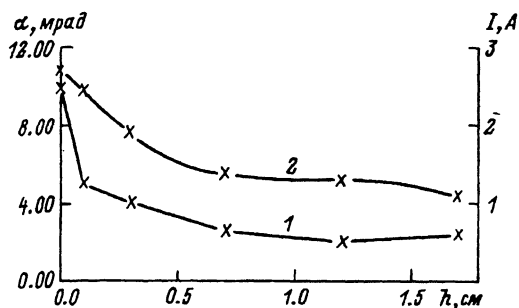
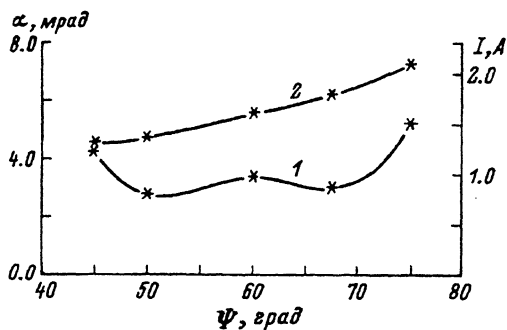


Рис. 6. Зависимость углового разброса скоростей (1) и тока пучка электронов (2) от высоты прикатодного электрода.

Таблица 3.

W_e , кэВ	α , мрад
3	0.9
5.4	1.2
14	1.9
26	2.8
50	4.1
100	7.8

Как видно, значения α слабо отличаются от соответствующих величин для многоэлектродной пушки (табл. 2), близки к α_m и удовлетворяют условию $\alpha < \alpha_g$. В расчетах расстояние анод-катод принималось равным ~ 7 см.

6. Таким образом, в работе определены требования к угловому разбросу пучка электронов как в цикле накопления, так и в процессе проведения ядерно-физического эксперимента. Численно исследованы закономерности в трансформации этой величины при изменении геометрии электронной пушки. Показано следующее.

а) Рассеивающее действие анодного отверстия связано в первую очередь с наличием у него острого края, вблизи которого радиальное электрическое поле быстро нарастает. Взаимодействие электрона с таким полем носит резонансный характер, когда полуширина пика E_r становится меньше длины шага ларморовской спирали. Устранение этого эффекта может достигаться путем увеличения как радиуса кривизны анода, так и диаметра отверстия.

б) В условиях сильного сопровождающего магнитного поля поперечный разброс скоростей электронов имеет практически одинаковые минимальные значения в довольно широком диапазоне углов прикатодного электрода. Однако максимальный первеанс пушки в этом диапазоне достигается при выполнении геометрии Пирса.

в) Применение многоэлектродного инжектора, по крайней мере в наших условиях, не дает преимуществ по сравнению с диодной пушкой и ведет лишь к техническому усложнению конструкции.

Список литературы

- [1] Ионные накопители с электронным охлаждением. Сборник предложений и проектов в СССР. М.: ИАЭ, 1990.
- [2] *Valkov A.E., Dolinskiy A.V., Zmendak A.W. et al.* // Proc. of the Workshop of Electron Cooling and New Cooling Technique. Legnaro (Italy), 1990. P. 87-96.
- [3] *Дербенев Я.С., Скринский А.Н.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 3. С. 492-500.
- [4] *Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И. и др.* Препринт ИЯФ. № 79-56. Новосибирск, 1979.
- [5] *Feigerle C.S., Pierce D.T., Seiler H., Celotta R.J.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 44. P. 866.
- [6] *Скринский А.Н., Пархомчук В.В.* // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. № 3. С. 557-613.
- [7] *Будкер Г.И., Скринский А.Н.* // УФН. 1978. Т. 124. № 4. С. 561-594.
- [8] *Росси Б.* Частицы больших энергий. М.: Гостехиздат, 1955.
- [9] *Кириштейн П., Кайно Г., Уотерс У.* Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970.
- [10] Proc. of the Workshop on Electron Cooling and Related Applications. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1984.
- [11] *Тиунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П.* Препринт ИЯФ. № 87-35. Новосибирск, 1987.
- [12] *Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Салимов Р.А.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 11. С. 2294-2296.
- [13] *Лебедев В.А., Шарана А.Н.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5 С. 975-977.
- [14] *Андреева Т.Н., Мешков И.Н., Шарана А.Н., Шемякин А.В.* // XIII Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 351-352
- [15] *Пирс Д.Р.* Теория и расчет электронных пучков. М.: Сов. радио, 1956.

Институт ядерных исследований
Киев

Поступило в Редакцию
25 июня 1991 г.
В окончательной редакции
31 октября 1991 г.