

10; 12

© 1990 г.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНОГО РЭП МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*С. Г. Воропаев, Б. А. Князев, В. С. Койдан,
С. В. Лебедев, В. В. Чижунов, М. А. Щеглов*

Представлены результаты экспериментов по исследованию угловых характеристик мощного замагниченного электронного пучка микросекундной длительности ($E \leq 1$ МэВ, $I \leq 50$ кА, $\tau \sim 4$ нс) как на выходе из диода ускорителя У-1, так и после прохождения пучка через магнитную пробку с пробочным отношением $M=20$. Угловой разброс определялся двумя способами: по поглощению электронов в стенках цилиндрического канала диаметром 7–10 мм в магнитном поле $B_0 \sim 5$ кГс, а также по отражению пучка магнитной пробкой при помещении в области сжатия дополнительных рассеивающих фольг. Характерное значение углового разброса θ_0 на выходе из диода в начале импульса составляет $5-6^\circ$, что примерно в три раза выше разброса пучка, обусловленного рассеянием в анодной фольге. Установлено, что транспортировка пучка через систему сжатия происходит с сохранением энергии частиц и адиабатического инварианта $\theta_{др}^2/B_0$. Угловой разброс в пробке $\theta_{др}$ составляет величину $26 \pm 8^\circ$ ($\theta_{др} = \theta_0 \sqrt{M}$). При низком давлении в камере сжатия ($P=10^{-3}-10^{-4}$ Тор) в конце импульса в диоде могут возникать условия, при которых наблюдается заметное снижение углового разброса пучка.

Введение

Мощные релятивистские электронные пучки (РЭП) микросекундной длительности с большим энергосодержанием представляют значительный интерес как средство нагрева плазмы в соленоидах. На установке У-1 ведутся работы по получению и исследованию микросекундного РЭП с высокой плотностью тока [1, 2].

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Пучок диаметром 20 см генерируется в вакуумном диоде, помещенном в продольное магнитное поле 5 кГс, при напряжении на диоде $U_{\text{макс}}=0.9$ МВ. Ток пучка достигает 50 кА (плотность тока 0.3 кА/см²), а энергосодержание пучка на выходе из диода 130 кДж. После прохождения анодной фольги пучок попадает в дрейфовую камеру, где на длине 25 см адиабатически сжимается в нарастающем до 100 кГс магнитном поле, после чего снова расширяется до исходного размера (коэффициент компрессии равен 20). При сжатии плотность тока достигает 6 кА/см², а энергосодержание пучка 100 кДж.

Сжатые пучки предполагается использовать в дальнейшем для нагрева плазмы. Важным параметром, влияющим на эффективность взаимодействия пучка с плазмой, является угловой разброс электронов пучка [3]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по измерению углового разброса микросекундного РЭП на установке У-1 (подробнее см. [4]). Измерения разброса пучка проводились как непосредственно на выходе из анода, так и после прохождения пучком системы сжатия.

Методы измерений

В настоящей работе для определения углового разброса пучка использовались два метода. В первом из них угловой разброс определялся по ослаблению тока при прохождении приосевой части пучка через секционированный цилин-

дрический канал малого диаметра. Во втором угловой разброс оценивался по изменению коэффициента отражения пучка от магнитной пробки путем установки в камере сжатия дополнительной рассеивающей фольги.

Для измерений первым способом использовался специальный датчик углового разброса, располагавшийся на оси принимающего пучок графитового коллектора. В центре коллектора имелось отверстие, через которое часть пучка попадала в цилиндрический канал датчика углового разброса. Диаметр канала выбирался соизмеримым с ларморовским радиусом электронов пучка. Впервые этот метод применялся в экспериментах [5] для измерения углового разброса пучка длительностью 50 нс, генерируемого в плоском диоде в магнитном поле $B=40$ кГс (при этом ларморовский радиус, рассчитанный по полной энергии

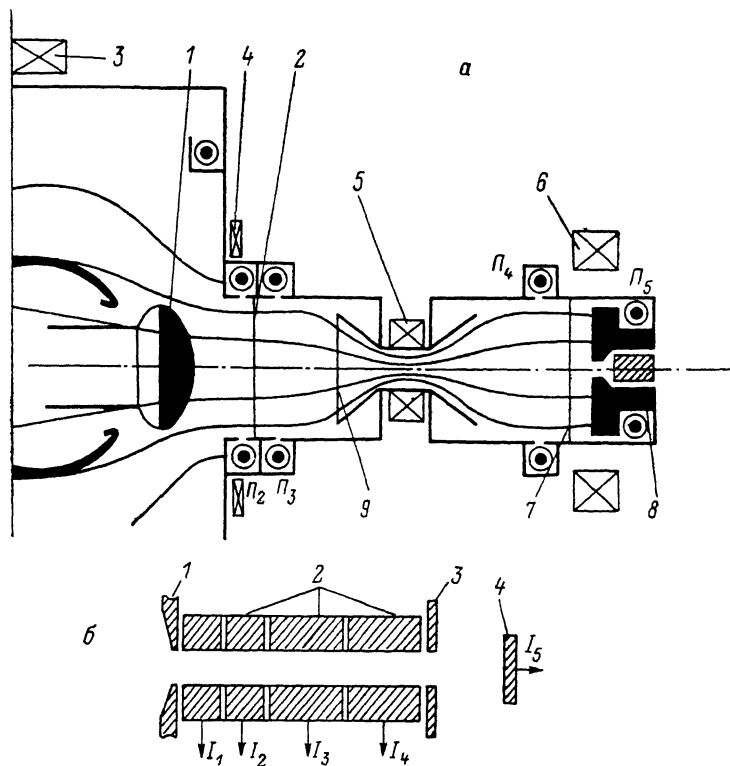


Рис. 1. Схема измерений углового разброса.

а. 1 — графитовый катод $\varnothing 20$ см. 2 — анодная фольга, 3—6 — катушки магнитной системы (тонкие линии — силовые линии магнитного поля), 7 — фольга 10 мкм (лавсан с алюминиевым покрытием), 8 — коллектор с датчиком углового разброса, 9 — положение дополнительной рассеивающей фольги (2-й метод измерения); Π_2 — Π_6 — пояса Роговского, б — устройство датчика углового разброса: 1, 3 — входная и выходная диафрагмы; 2 — графитовые кольца-коллекторы; 4 — микроколлектор.

при $E=0.8$ МэВ, составлял $r_L=0.1$ см). В работе [6] проанализирован вопрос о применимости метода в более слабом магнитном поле ($B \sim 5$ кГс). В этом случае достаточно большой ларморовский радиус ($r_L \sim 1$ см) позволяет существенно увеличить геометрические размеры канала и в результате появляется возможность регистрировать распределение тока на стенку канала вдоль его оси. В таком варианте датчик позволяет измерять достаточно малый угловой разброс.

Схема датчика углового разброса приведена на рис. 1, б. Цилиндрический канал — коллиматор, расположенный на оси системы, состоит из двух диафрагм (1 и 3) на входе и выходе (нержавеющая сталь толщиной 2 мм), а также из четырех графитовых колец 2 толщиной 1—2 см (более подробно см. [6]). Регистрируются токи I_1 — I_4 электронов, осевших на стенки канала, а также ток I_5 электронов, прошедших через канал и поглощенных графитовым микроколлектором. Диаметр канала составлял $\varnothing_k=7$ —10 мм, его длина $l_k=62$ мм, расстояние между кольцами 0.5 мм. Датчик располагался в области однородного магнит-

ного поля либо непосредственно за анодной фольгой диода, либо на выходе из системы сжатия.

В экспериментах по измерению углового разброса пучка, прошедшего через систему, магнитное поле в пробке составляло $B_{\text{пр}} = 90$ кГс. При этом поле на катоде было $B_{\text{к}} = 3.4$ кГс, на аноде диода $B_{\text{а}} = 4.3$ кГс (пробочное отношение в диоде $M_{\text{а}} = B_{\text{а}}/B_{\text{к}} = 1.26$), в месте расположения датчика на выходе из системы равно $B_{\text{а}} = 5.3$ кГс. При измерениях на входе, когда датчик располагался сразу за анодной фольгой, основная серия экспериментов проводилась при величине магнитного поля на катоде $B_{\text{к}} = 3.3$ кГс. Поскольку в этом случае система сжатия пучка (катушки 5, 6 на рис. 1) убиралась, пробочное отношение в диоде уменьшалось и составляло $M_{\text{а}} = 1.09$ ($B_{\text{а}} = 3.6$ кГс). Для сравнения проводились также измерения при $B_{\text{а}}$, равном 6.8 и 1.8 кГс.

Второй метод определения углового разброса заключался в следующем. Угловой разброс пучка при прохождении его через систему компрессии определялся из измерений коэффициента отражения пучка от магнитной пробки. Этот коэффициент регулировался за счет дополнительной рассеивающей фольги, которая могла устанавливаться как сразу за анодной фольгой ускорителя, так и вблизи от магнитной пробки, в области, где величина магнитного поля составляла $B_{\text{ф}} = 5B_{\text{а}}$. Установка фольги толщиной $l_{\text{ф}}$ в последнем положении эквивалентна помещению дополнительной фольги меньшей толщины, равной $l_{\text{ф}}$ ($B_{\text{а}}/B_{\text{а}}$) на входе в систему компрессии.

Угловой разброс пучка на выходе из диода

Коллектор 8 (рис. 1) с датчиком располагался непосредственно за анодной фольгой 2. Основная серия измерений углового разброса в диоде проводилась при величине магнитного поля $B_{\text{а}} = 3.6$ кГс и диодном зазоре $d_{\text{А-к}} = 7$ см. На рис. 2 показаны осциллограммы напряжения на диоде и токов $I_1 - I_5$, полученных при диаметре канала $\varnothing_{\text{р}} = 7$ мм. В качестве анодной фольги использовалась пленка 10 мкм из алюминированного лавсана. Видно, что осциллограммы тока имеют в начале импульса достаточно плавный характер, а к концу импульса их изрезанность возрастает (наличие такой микроструктуры пучка отмечалось в работах [7, 8]).

На рис. 3 приведен коэффициент поглощения тока на стенках канала S^1 , полученный при самой тонкой анодной фольге (лавсановая пленка), а также в случае, когда к ней добавлялись Al фольги 30 или 90 мкм. Экспериментальные точки представлены для $\varnothing_{\text{к}} = 8$ мм, момента времени $t = 1$ мкс и $U = 0.9$ МВ. На этом же рисунке для сравнения приведены расчетные кривые поглощения тока электронов, вычисленные по формулам работы [5]. Расчеты проведены для гауссовой функции распределения частиц по углам со среднеквадратичным углом θ_0 , хотя величина поглощения слабо зависит от вида функции распределения [6].

Сопоставление экспериментальных точек с расчетными кривыми показывает, что при самой тонкой фольге величина углового разброса пучка составляет $\theta_1 = 5 - 6^\circ$; при добавлении Al фольги 30 мкм $\theta_2 \approx 12^\circ$, а фольги 90 мкм — $\theta_3 \approx 20^\circ$. Вычисления среднеквадратичного угла рассеяния в лавсановой пленке при $E = 0.8$ МэВ [9] дают значение $\theta_{\text{ф}} \approx 1.7^\circ$ (эквивалентно 2.2 мкм Al). Это означает, что угловой разброс приобретает в основном в диоде. При угловом разбросе в исходном пучке $\theta_1 = 6^\circ$ находим, что при увеличении толщины фольги до 30 мкм ($\theta_{\text{ф}} = 10^\circ$) угловой разброс возрастает в соответствии с выражением $\theta_2 = \sqrt{\theta_1^2 + \theta_{\text{ф}}^2}$ ($\theta_{\text{ф}}^2 \sim l_{\text{ф}}$). При толщине фольги 90 мкм измеренная величина θ_3 с хорошей точностью совпадает с $\theta_{\text{ф}}$ (20°), так как исходным угловым разбросом в этом случае можно пренебречь.

Рассмотрим факторы, влияющие на точность измерений. В работе [6] показано, что основными паразитными эффектами в наших экспериментах являются ослабление магнитного поля вдоль оси канала, угол между силовыми линиями магнитного поля и осью канала, отражение частиц от его боковой поверхности,

¹ Коэффициент поглощения $S = I_{\text{с}}/I_0$, где I_0 — ток электронов, вошедших в канал, а $I_{\text{с}}$ — ток на стенку.

а также возможные неоднородности тока пучка. Естественно что наибольшую относительную погрешность они дают при измерении малых углов.

Величина квазистационарного магнитного поля вдоль оси канала измерялась миниатюрным магнитным зондом. Изменение магнитного поля на длине канала $\Delta B/B$ не превышало 10 % (а при расположении датчика после системы сжатия $\Delta B/B < 5$ %). Угол между осью датчика и силовыми линиями магнитного поля измерялся по смещению отпечатка пучка на выходе из канала после прохождения электронов через входную диафрагму с малым диаметром $\varnothing = 1$ мм и не превышал 0.2° . Влияние эффекта отражения электронов от боковой поверхности канала также можно было учесть на основе экспериментальных данных. Подробный анализ влияния этих факторов на точность измерений приведен в работе [4].

Остановимся подробнее на эффектах, связанных с неоднородностью пучка. Оценки показывают [6], что их влияние может быть заметным при достаточно-

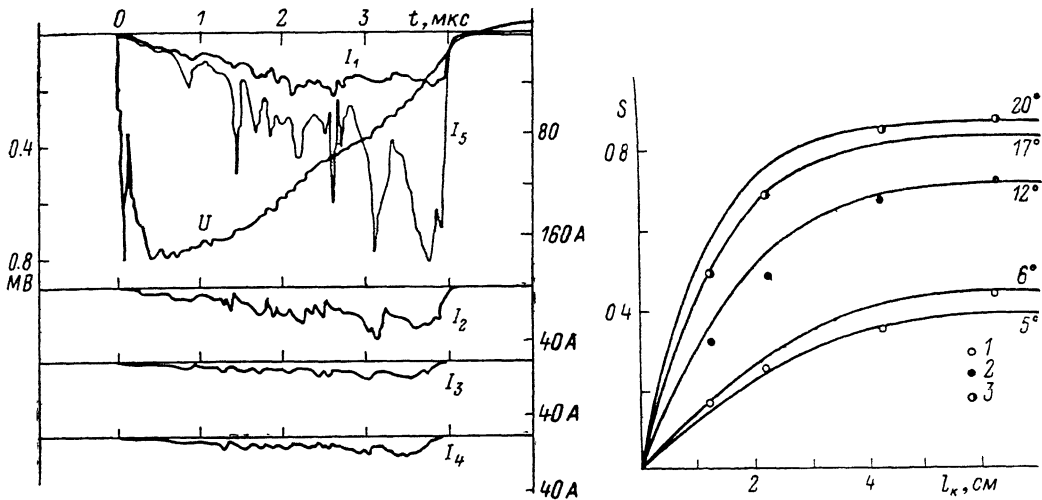


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на диоде U и токов датчика углового разброса $I_1 - I_5$. Диаметр канала 7 мм, датчик расположен сразу за лавсановой анодной фольгой.

Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения S от длины канала l_k .

Анодная фольга — алюминированный лавсан 10 мкм (1), лавсан + Al 30 (2) или 90 мкм (3). $\varnothing_k = 8$ мм, $U = 0.9$ МВ, $t = 1$ мкс. Сплошные кривые — расчетные значения для пяти значений углового разброса.

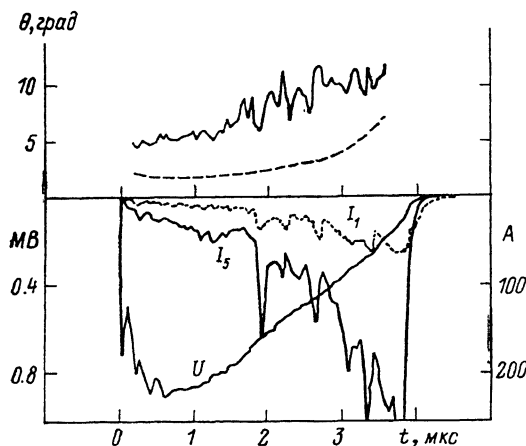
сильной макроскопической неоднородности. Однако как измерения на входе [7, 8], так и на выходе системы сжатия [1, 10] показывают, что значительные крупномасштабные неоднородности пучка отсутствуют. Для выяснения влияния микро-неоднородностей пучка были проведены следующие специальные измерения. Канал датчика состоял не из колец (как показано на рис. 1, б), а был разделен по азимуту на четыре 90-градусных сегмента. Токи на сегментах совпадали между собой с точностью $\Delta I/I < 10$ %, что указывает на отсутствие существенных градиентов плотности тока на масштабе диаметра канала. Из этого следует вывод, что, по-видимому, влиянием микро- и макронеоднородностей пучка на измерение углового разброса в наших условиях можно пренебречь.

В итоге средняя по многим выстрелам величина углового разброса с учетом всех статистических ошибок в течение первой микросекунды составляет $5.8 \pm 1.1^\circ$. Учет точности калибровок (≤ 10 %) позволяет записать окончательный результат как $\theta_0 = 5.2 - 6.4 \pm 1.1^\circ = 5.8 \pm 1.7^\circ$. Иными словами, значения углового разброса в разных выстрелах могут лежать в интервале 4—7.5°. Минимальная величина θ_0 , измерявшаяся в отдельных выстрелах при $B_s = 3.6$ кГс, с учетом статистических и систематических ошибок равна $4.8 \pm 1^\circ$.

Изменение магнитного поля в диоде влияет на величину углового разброса. При уменьшении поля B_s до 1.8 кГс величина θ_0 возрастает примерно в 1.5 раза.

При большом поле ($B_a = 6.8$ кГс) коэффициент поглощения пучка в канале уменьшается, что приводит к увеличению ошибки измерений углового разброса. Тем не менее можно утверждать, что в этом случае θ_0 снижается не меньше чем в 1.5 раза. При увеличении диодного зазора от 5 до 8 см угловой разброс изменяется незначительно.

Зависимость углового разброса от времени при лавсановой анодной фольге показана на рис. 4.² Здесь же приведены напряжение на диоде и ток I_1 и I_5



в угловом датчике. Пунктиром показан угловой разброс, приобретаемый пучком в анодной фольге (в случае Al фольги 90 мкм эта кривая практически совпадает с экспериментальной). Видно, что в течение всего импульса угол определяется не рассеянием в фольге, а другим механизмом.

Рис. 4. Зависимость углового разброса от времени.

Анодная фольга — лавсан 10 мкм, пунктир — расчетное значение рассеяния в фольге, внизу сигналы датчика углового разброса.

Отметим, что при пульсациях локальной плотности тока, особенно сильных во второй половине импульса, максимальное значение локального тока в пике может в несколько раз превышать его исходное (усредненное) значение, в то время как величина углового разброса при этом меняется незначительно (на 20—30 %). Не исключено, однако, что и эти пульсации углового разброса, хотя бы частично, связаны с погрешностями регистрации.³

Угловой разброс пучка после прохождения системы сжатия

Измерения на выходе системы сжатия (рис. 1) проводились при зазоре $d_{A-K} = 7$ см. Анодной фольгой служил алюминированный лавсан толщиной 10 мкм, давление остаточного газа в камере сжатия варьировалось от 10^{-4} до 10^{-1} Торр. При $P = 10^{-4}$ Торр для момента времени 1 мкс ($U \approx 0.85$ МВ) угловой разброс, определенный с учетом паразитных эффектов для нескольких выстрелов, составляет $\theta_* = 7.5 \pm 1^\circ$. Предполагая, что транспортировка электронов происходит адиабатически, можно вычислить значение θ_a у анодной фольги $\theta_a = \theta_* \sqrt{B_a/B_*} = 6.7^\circ$. Видно, что величины θ_a , измеряемые как непосредственно за анодной фольгой, так и в режиме транспортировки пучка, в начальной части импульса практически совпадают между собой. При установке толстых фольг непосредственно перед датчиком характер ослабления пучка такой же, как на рис. 3, и при Al 90 мкм полностью определяется разбросом в фольге. Поскольку величина коэффициента поглощения $S \approx \sqrt{E} \sin \theta_0$ (при $l_k > 2\pi r_L$ и $r_L \sin \theta_0 \ll \varnothing_k$), т. е. зависит и от энергии частиц, и от их углового разброса, то совпадение результатов, полученных на входе и выходе системы сжатия, означает, что при транспортировке в вакууме отсутствуют потери энергии пучка и сохраняется величина $\theta^2/B = \theta_a^2/B_a$ (адиабатический инвариант). Поэтому можно вычислить величину углового разброса в области максимального сжатия пучка, которая составляет $\theta_{np} = 26 \pm 8^\circ$ (при $\theta_a = 5.8 \pm 1.7^\circ$).

Величина углового разброса в начальной стадии импульса практически не зависит от давления, однако в конце импульса такая зависимость появляется.

² Ввиду большого объема расчетов, необходимых для получения зависимости $\theta(t)$ (100 точек по времени), приведенные кривые были получены путем обработки по спецпрограмме на ЭВМ сигналов, записанных с помощью АЦП.

³ Регистрирующие АЦП Ф4226 [11] имеют шаг по времени 50 нс.

При давлении газа $P=10^{-3}-10^{-4}$ Тор на зависимости θ от времени в конце импульса наблюдается «провал», как это можно видеть из рис. 5. На этом рисунке приведены типичные осциллограммы напряжения U , токов I_1 и I_5 , полученные при $P=10^{-4}$ Тор, а также величина углового разброса θ_2 в сравнении с расчетным значением θ_ϕ . Видно, что в течение $t \leq 2$ мкс токи I_1 и I_5 растут, затем на токе I_1 наблюдается спад, а на сигнале I_5 всплеск тока.⁴ Значение величины θ_2 в начале импульса ($t=1$ мкс) составляет примерно 7° (осцилляции θ_2 в самом начале импульса, видимо, связаны с неточностью отсчета токов I_1-I_5 из-за их малой амплитуды), затем оно несколько возрастает, а при $t \geq 2$ мкс существенно уменьшается (примерно в 2 раза), так что его минимальное значение становится равным θ_ϕ . Отметим, что на осциллограммах напряжения U и полного тока пучка никаких особенностей при этом не наблюдается (см., например, [2]). При давлении газа $P=10^{-1}-10^{-2}$ Тор «провала» в угловом разбросе нет, хотя его величина в конце импульса несколько меньше, чем при измерениях на выходе из диода.

Одним из возможных объяснений этого факта может быть следующее. При инжекции РЭП в магнитную пробку с $M=20$ электроны, имеющиеpitch-углы

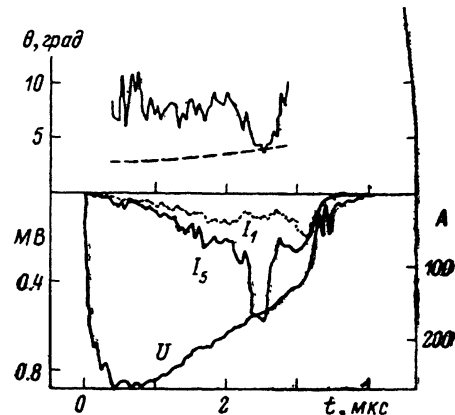


Рис. 5. Зависимость углового разброса от времени при измерениях на выходе системы сжатия. Давление газа в камере сжатия $P=10^{-4}$ Тор. Обозначения те же, что и на рис. 4.

$\theta > \theta_{кр}$ ($\theta_{кр} = 13^\circ$), отражаются от пробки и начинают осциллировать вокруг анодной фольги. Как показано в работах [1, 2], уже малая доля таких электронов способна приводить к переходу диода в режим коллапса импеданса и в конечном итоге к его замыканию.

При давлении $P=10^{-1}-10^{-2}$ Тор практически в самом начале импульса возникает зарядовая и даже частичная токовая нейтрализация пучка. Поэтому отсутствует такой фактор увеличения поперечного импульса частиц, как объемный заряд электронов в дрейфовой камере (а для приосевых электронов нет излома силовых линий магнитного поля на поверхности анодной фольги [2]). В этом случае отражение электронов центральной части пучка связано с их исходным угловым разбросом, но ярко выраженный «провал» на зависимости $\theta(t)$ отсутствует, потому что до его появления коллапс импеданса инициируется периферийными электронами. Их угловой разброс возрастает вследствие излома магнитных силовых линий на анодной фольге.

Наоборот, при $P=10^{-4}$ Тор плазма может возникать раньше в центре анодной фольги. Снижение углового разброса может быть результатом появления в диоде анодной плазмы и облака осциллирующих электронов, что приводит к перераспределению потенциала в диоде и изменению условий генерации пучка.

Как указывалось выше, при наличии системы сжатия имеется еще одна возможность для оценки величины углового разброса пучка, а именно измерение коэффициента отражения пучка от магнитной пробки. При инжекции пучка в камеру сжатия через тонкую анодную фольгу (лавсан, 10 мкм) ток пучка на выходе из системы компрессии в течение импульса, в пределах точности измерений $\leq 3-5\%$ был равен току пучка на входе, т. е. коэффициент отражения пучка от магнитной пробки был близок к нулю. Для определения угловых характеристик пучка перед магнитной пробкой устанавливалась дополнительная рассеивающая фольга, дающая известный угловой разброс, и проводились измерения коэффициента отражения пучка.

⁴ Уменьшение величины I_1 не может объясняться снижением энергии электронов в этот момент времени. Это обстоятельство проверялось путем измерения поглощения пучка в датчике при помещении перед ним Al фольги толщиной 90 мкм.

На рис. 6 приведены осциллограммы напряжения на диоде и тока пучка на входе ($I_{вх}$) и на выходе ($I_{вых}$) из системы компрессии, полученные с дополнительной фольгой (30 мкм, Al), установленной в точке, где $V_{\phi} = 5B_{\phi}$. Видно, что ток пучка, прошедший через магнитную пробку, становится меньше входящего тока, т. е. коэффициент прохождения пучка $\eta = I_{вых}/I_{вх}$ становится меньше единицы. Замена дополнительной 30-микронной Al фольги на лавсановую пленку толщиной 10 мкм (с Al покрытием) или установка фольги (Al, 30 мкм) за пробкой не приводят к расхождению между токами $I_{вх}$ и $I_{вых}$.

По измеренному коэффициенту прохождения η можно, делая различные предположения о функции распределения электронов по углам в исходном пучке, определить его угловой разброс. В частности, рассмотрим два вида функции распределения электронов в диоде перед анодной фольгой. В первом случае будем

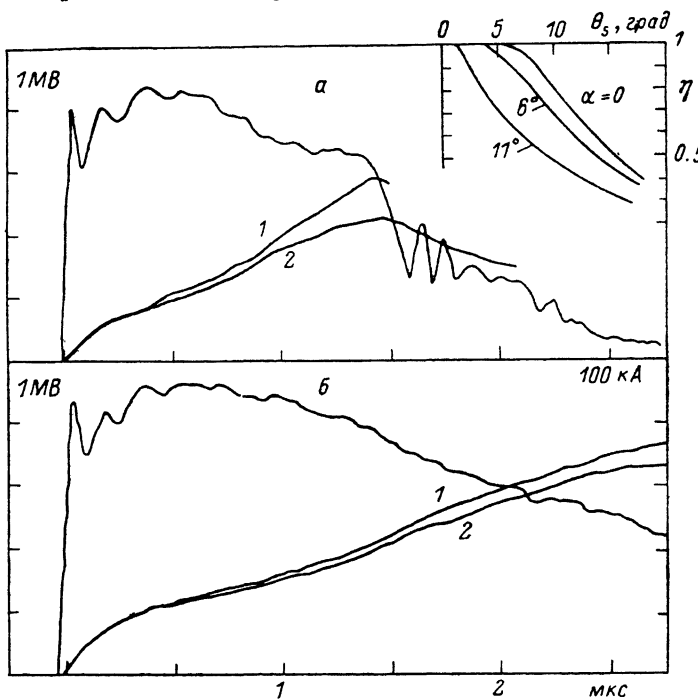


Рис. 6. Осциллограммы напряжения на диоде U и токов пучка на входе $I_{вх}$ (1) в систему сжатия и на выходе $I_{вых}$ (2) из нее при установке дополнительной фольги (а) и без нее (б). На вставке зависимость коэффициента прохождения электронов η через магнитную пробку от величины углового разброса.

считать функцию распределения гауссовой со среднеквадратичным углом θ_0 , во втором — δ -функцией с питч-углом α ($f \propto \delta(\theta - \alpha)$). Определить величину исходного углового разброса (значения θ_0 или α) можно с помощью графиков, приведенных на том же рисунке.

Если функция распределения гауссова, то нужно пользоваться кривой $\alpha = 0$. В этом случае $\theta_s = \sqrt{\theta_0^2 + \theta_{\phi}^2}$ — это суммарный угловой разброс пучка после прохождения рассеивающей фольги. В частности, для осциллограмм, приведенных на рис. 6, в момент времени $t = 1.3$ мкс $\eta = 0.85 \pm 0.05$. Величина θ_s (в градусах) составляет $\theta_s = 9.4^{+0.6}_{-1.3}$. При $U = 0.65$ МВ $\theta_{\phi} = 5.5^\circ$ (в пересчете на точку, где расположена анодная фольга). Отсюда исходный угловой разброс $\theta_0 = \sqrt{\theta_s^2 - \theta_{\phi}^2}$ равен $7.6^{+0.8}_{-1.3}$. В более ранние моменты времени ($t < 1$ мкс), когда разница между $I_{вх}$ и $I_{вых}$ становится сравнима со случайными погрешностями измерений, можно принять $\eta > 0.95$ и соответственно $\theta_s < 7.5^\circ$. В этом случае для исходного углового разброса пучка можно дать только оценку сверху: при $U = 0.85$ МВ, $\theta_{\phi} = 4.5^\circ$ и $\theta_0 < 6^\circ$.

Для функции распределения $f \propto \delta(\theta - \alpha)$ следует пользоваться кривыми $\alpha > 0$. Питч-угол α находится по известным величинам η и θ_s (в этом случае $\theta_s = \theta_0$).

Значения α для этого случая превышают значения θ_0 (для гауссовой функции) примерно на 10%. Отметим в то же время, что трудно представить механизм, при котором все электроны в исходном пучке имеют одинаковыйpitch-угол α . Поэтому разница между α и θ_0 скорее характеризует точность определения средне-квадратичного угла в исходном пучке этим методом.

Заметим, что этот метод дает оценку среднего по сечению пучка углового разброса. Сравнение с измерениями датчиком углового разброса показывает, что средняя по сечению величина углового разброса практически не отличается от его значения на оси пучка. В целом измерения двумя методами хорошо согласуются между собой.

Обсуждение результатов

Как следует из измерений, характерное значение углового разброса пучка за анодной фольгой в начале импульса составляет $\theta_x = 5.8 \pm 1.7^\circ$. Если предположить, что угловой разброс пучка набирается в основном вблизи катода, то его величину θ_k можно вычислить из соотношения

$$\theta_k = \sqrt{\frac{B_k}{B_a} (\theta_a^2 - \theta_\phi^2)},$$

которая составляет $\theta_k = 5.3 \pm 1.7^\circ$. Рассмотрим, в какой степени полученные результаты соотносятся с существующими представлениями о механизме генерации пучка и процессах в диоде.

Оценим, какой должен быть угловой разброс в диоде, используя результаты работы [12]. В этой работе приведены выражения для углового разброса электронов в бесфольговом диоде, возникающего вследствие некордиональности электрического и магнитного полей вблизи катода. Поверхность катода в наших экспериментах практически с самого начала импульса покрыта плазмой [8, 13], т. е. эмиссию электронов можно считать бесконечной. Поэтому для оценки величины углового разброса воспользуемся выражением работы [12] для случая катода с бесконечной эмиссией

$$\sin \theta = \frac{4\pi j_k}{\omega_B} \frac{\sin \epsilon}{\sqrt{\gamma^2 - 1} B_k},$$

где j_k — локальная плотность тока на катоде, $\omega_B = (eB_k)/(mc)$, γ — релятивистский фактор.

Локальная плотность тока, как видно из экспериментов, может в несколько раз превышать среднюю по сечению.⁵ Величина углового разброса, вычисленная по указанной формуле, для характерных параметров эксперимента может достигать нескольких градусов.

В то же время не исключены и другие источники углового разброса. Например, при возникновении неоднородной плазмы на анодной фольге возможны локальные искажения электрического поля \mathcal{E}_a вблизи анода. В результате на выходе из диода электроны могут приобретать дополнительный угловой разброс $\sim (\mathcal{E}_a / \mathcal{E}_a)$ (при $\mathcal{E}_a = 10^5$ В/см и $B_a = 3.6$ кГс эта величина составляет 5°).⁶ Не исключена также возможность увеличения углового разброса в результате взаимодействия электронов пучка с внутридиодной плазмой [14]. Но из-за неопределенности параметров этой плазмы оценить соответствующее приращение углового разброса весьма затруднительно.

Сравним теперь полученные результаты с данными других работ. Какие-либо эксперименты по измерению углового разброса замагниченных сверхточных РЭП микросекундной длительности авторам неизвестны. В наносекундном диапазоне длительности пучка выполнено несколько таких работ (см., например, [5, 15-18]). В работе [5] для плоского диода в магнитном поле $B_k = 40$ кГс при $U_x = 0.8$ МВ ($\mathcal{E}_x \sim 1$ МВ/см) и анодной Ti фольге 6 мкм ($\theta_\phi = 7^\circ$) экспери-

⁵ В работе [8] отмечалось, что характерная микроструктура пучка, возможно, обусловлена неустойчивостью эмиттирующей плазменной границы.

⁶ На эту возможность внимание авторов обратил Д. Д. Рютков.

ментальные значения значения углового разброса составляют $\theta_d = 10 - 12^\circ$. Этот результат не исключает возможность того, что угловой разброс в исходном пучке (в диоде) также равен $\theta_d \approx 6^\circ$. В работе [15] кольцевой пучок генерировался в диоде с магнитной изоляцией при напряженности поля $B_d = 90$ кГс и напряжении на диоде $U_d = 3$ МВ. Измеренные значения разброса в диоде составляют $\theta_d \leq 1.8^\circ$. В экспериментах [16, 17] пучок генерировался в бесфольговом диоде со сплошным катодом. При $B_d = 6.6$ кГс, $U_d = 2$ МВ, $\tau < 250$ нс [16] угловой разброс возрастал в середине импульса от $\theta_d = 1.5$ до 6° , что авторы объясняли образованием анодной плазмы. При $B_d = 10$ кГс, $U_d = 1.5$ МВ, $d_{A-K} = 1$ см, $\tau = 60$ нс [17] угловой разброс составлял $\theta_d = 2 - 4^\circ$. В работе [18] электроны ускорялись в плоском диоде без магнитного поля при $E_d = 210$ кВ/см ($U_d \sim 0.3$ МВ) и затем доускорялись до энергии, соответствующей $U_d = 1.3$ МВ. Величина углового разброса для электронов, прошедших первую ступень ускорения, составляла $\theta_d = 0.5 - 1^\circ$. Видно, что величина θ_0 , измеренная в наших экспериментах, близка к значениям, полученным в работах [5, 16, 17] при $B_d = 6.6 - 40$ кГс, но несколько выше, чем при сильном магнитном поле [15] ($B_d = 90$ кГс) либо в его отсутствие [18].

Заключение

Таким образом, измерения углового разброса микросекундного электронного пучка на ускорителе У-1 показывают, что его характерная величина за анодной фольгой из лавсана толщиной 10 мкм в отсутствие системы сжатия пучка составляет $5.8 \pm 1.7^\circ$. Транспортировка РЭП через систему сжатия происходит с сохранением энергии частиц и адиабатического инварианта θ_0^2/B_0 . Угловой разброс θ_{np} в пробке магнитного поля составляет величину $26 \pm 8^\circ$ ($\theta_{np} = \theta_0 \sqrt{M}$). При низком давлении в камере сжатия ($P = 10^{-3} - 10^{-4}$ Тор) в конце импульса в диоде могут возникать условия, при которых наблюдается заметное снижение углового разброса пучка.

Авторы благодарны Д. Д. Рютову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 7. С. 431—435.
- [2] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 7. С. 817—825.
- [3] Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Койдан В. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. Вып. 3. С. 173—176.
- [4] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 88-52. Новосибирск, 1988. 25 с.
- [5] Аржанников А. В., Койдан В. С., Логинов С. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 81-10. Новосибирск, 1981. ПТЭ. 1983. № 4. С. 36.
- [6] Чукунов В. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 87-84. Новосибирск, 1987. 17 с.
- [7] Воропаев С. Г., Койдан В. С., Лебедев С. В. и др. // ДАН СССР. 1984. Т. 276. № 1. С. 111—115.
- [8] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. // Докл. III Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. М., 1984. Т. 1. С. 298—308.
- [9] Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. М.: ИЛ, 1955. Т. 1. 241 с.
- [10] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Ларионов А. В. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 87-87. Новосибирск, 1987.
- [11] Хильченко А. Д. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 124.
- [12] Рютов Д. Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 83-146. Новосибирск, 1983.
- [13] Бурмасов В. С., Воропаев С. Г., Князев Б. А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 87-27. Новосибирск, 1987. Proc. of the 18th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Swansea (UK), 1987. Vol. 3. P. 552—553.
- [14] Arzhannikov A. V., Koidan V. S., Sinitsky S. L. // Proc. of the 16th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Dusseldorf, 1983. P. 348—349.
- [15] Sheffield R. L., Montgomery M. D., Parker J. V. et al. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 8. P. 5408—5413.
- [16] Sloan M. L., Davis H. A. // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25. N 12. P. 2337—2343.
- [17] Jackson R. H., Gold S. H., Parker R. K. et al. // IEEE J. Quantum Electronics, 1983. Vol. QE-19. N 3. P. 346—356.
- [18] Bekefi G., Harteman F., Kirkpatrick D. A. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1564—1567.