

04;10;12

©1993 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МОЩНОГО МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ МНОГОФОЛЬГОВЫМ АНАЛИЗАТОРОМ

Б.А.Князев, П.И.Мельников, А.А.Никифоров, В.В.Чижуров

Представлены результаты измерений энергетических спектров мощного микросекундного РЭП (1.1 МэВ, 70 кА, 5 мкс, 110 кДж) многофольговым анализатором как в вакуумном диоде, так и на выходе металлической дрейфовой камеры длиной 1 м с газом или предплазмой различной плотности, помещенной в продольное магнитное поле 4 Тл.

Экспериментальная установка

В течение двух последних десятилетий в Институте ядерной физики (Новосибирск) ведутся исследования нагрева плазмы релятивистскими электронными пучками (РЭП) в длинных соленоидах с целью создания на этой основе многопробочного термоядерного реактора [1].

Так, на установке У1-СПИН в рамках программы ГОЛ-3 [2,3] проводился цикл экспериментов по транспортировке РЭП длительностью 4–5 мкс с энергосодержанием до 110 кДж через метровый соленоид в газе ($n_0 = 10^{12} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и предварительно создаваемой плазме ($n \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) [4–6]. Экспериментальная установка и используемые диагностики подробно описаны в [4–6]. Напомним, что сплошной электронный пучок с энергией частиц до 1.1 МэВ и током до 70 кА формируется в плоском вакуумном диоде в продольном поле 0.44 Тл. После прохождения через тонкую анодную фольгу он сжимается в 20 раз на длине 25 см в сходящемся поле и через разделительную фольгу инжектируется в соленоидальный пробкотрон ($B_s = 4 \text{ Тл}$) с “точечными” пробками ($B_m = 8.8 \text{ Тл}$). Плотность тока пучка в соленоиде достигает 2 кА/см^2 при его диаметре 6 см. На выходе из пробкотрона пучок вновь расширяется до исходного размера для измерения его характеристик. Металлическая дрейфовая камера диаметром 10.4 см могла заполняться газом или предварительно созданной гелиевой плазмой. Было обнаружено три режима взаимодействия РЭП с плазмой.

1. Инжекция РЭП в нейтральный гелий “высокой” плотности ($2 \times 10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Как следует из анализа результатов, при

$n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ плазма однократно ионизована и является изотермической с температурой $T_e \sim T_i \sim 5 \text{ эВ}$. При уменьшении плотности исходного газа до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазма становится уже двукратно (полностью) ионизованной, T_e увеличивается до 20 эВ, а ионы остаются холодными. Нагрев плазмы в обоих случаях осуществляется обратным плазменным током.

2. При инжекции РЭП как в газ, так и в предплазму промежуточной плотности ($n_0 = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) образуется двукратно ионизованная плазма, причем при уменьшении плотности диамагнетизм плазмы сильно растет. Так, при уменьшении n_0 с $2 \cdot 10^{15}$ до $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ средняя поперечная температура $T_{e\perp}$ возрастает с 20 до 300–400 эВ. В действительности, плазма является скорее всего (как это и должно быть при нагреве за счет пучковой неустойчивости с возбуждением ленгмюровской турбулентности [7]) двухтемпературной, причем основной вклад в диамагнетизм дает популяция электронов ($\sim 1\%$) с $E \sim 20 \text{ кэВ}$. Эти электроны уносят заметную долю энергии плазмы еще в течение импульса. Поэтому полные потери энергии пучка в плазме могут быть в несколько раз больше величины, определенной по ее диамагнетизму. В связи с этим определение эффективности передачи энергии от пучка к плазме требует дополнительных независимых измерений, в частности измерения энергетических спектров РЭП.

3. В “вакуумном” режиме ($n_0 = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) к концу импульса плотность плазмы превышает плотность исходного газа на 1–3 порядка и составляет $n_e = 1 - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Причиной появления плазмы в камере является пристеночный пробой. Поперечная энергия $T_{e\perp}$, приходящаяся в среднем на один электрон, в этом случае превышает 0.5 кэВ.

Информация о взаимодействии РЭП с плазмой может быть существенно дополнена измерениями его энергетического спектра многофольговым анализатором (МФА). Этот анализатор позволяет восстановить энергетическое распределение электронов по закономерностям их поглощения в металлических фольгах. Следует отметить, что МФА без разрешения во времени применялся ранее в [8,9], а с временным разрешением впервые был применен в экспериментах с пучками 50-наносекундной длительности на установке ИНАР [10,11]. Недавно аналогичный анализатор описан в работе [12].

В работах [5,6] кратко сообщалось о результатах использования этой методики в экспериментах по транспортировке микросекундного РЭП в плазме. В настоящей работе приводится более детальный анализ результатов измерений спектров электронов на установке У1-СПИН, а также изложена методическая часть работы с МФА (см. также [13]).

Многофольговый анализатор

Для измерения энергетического спектра электронов пучка МФА мог устанавливаться либо на выходе установки, либо для сравнения сразу за анодной фольгой диода. Коллектор пучка 3 (рис. 1) в обоих случаях располагается в магнитном поле 0.5 Тл. Полный ток пучка на коллектор I_b измеряется поясом Роговского. Центральная часть пучка проходит через отверстие диаметром 5–8 мм в коллиматоре 4 в дрейфовую камеру анализатора 5 (длина камеры 41 см), расширяется в ней в спадающем магнитном поле в 5 раз по сечению и поглощается девятью алюми-

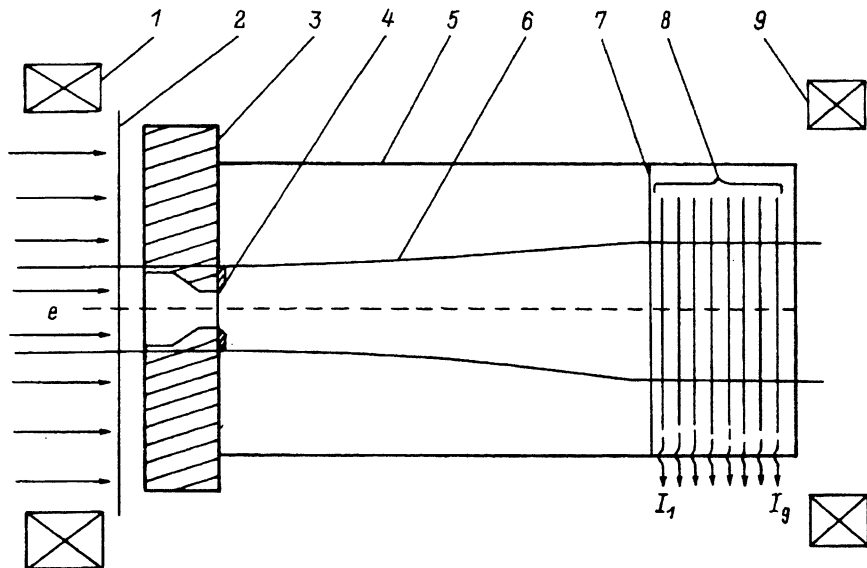


Рис. 1. Схема многофольгового анализатора.

1 — магнитная катушка установки, 2 — входная фольга анализатора (Al, толщина < 30 мкм), 3 — коллектор пучка, 4 — коллиматор, 5 — дрейфовая камера, 6 — силовые линии магнитного поля, 7 — экранирующая фольга, 8 — девять алюминиевых фольг, 9 — корректирующая катушка.

выми фольгами 8 диаметром 8 см. Расстояние между фольгами 3 мм, толщины фольг изменяются от 100 до 900 мкм [11].

Снижение величины магнитного поля обеспечивает почти нормальное падение электронов на фольги анализатора (что делает более корректным восстановление их функции распределения по энергии) и исключает образование на них плазмы (что подтверждается отсутствием преждевременного “обрезания” сигналов с фольг). Фольги анализатора остаются целыми в течение многих импульсов, в то время как все остальные фольги в системе сгорают за один импульс.

Измерение энергетических спектров РЭП в диоде установки У1-СПИН

Для определения энергетического спектра исходного пучка, а также проверки работоспособности прибора были проведены эксперименты, в которых МФА устанавливался сразу за анодной фольгой диода. На рис. 2 приведены типичные осциллограммы напряжения на диоде U_d , тока пучка электронов I_b , падающих на коллектор анализатора, и токов электронов $I_1 - I_9$, поглощенных в фольгах анализатора. В течение импульса U_d спадает от величины ~ 1 МВ до нуля, ток же пучка, наоборот, растет. Максимум тока на последней девятой фольге практически совпадает по времени с максимумом диодного напряжения. Пучок имеет характерную микроструктуру, что приводит к изрезанности токов, регистрируемых за малыми отверстиями. Однако наличие выбросов на сигналах позволяет хорошо синхронизировать токи $I_1 - I_9$ с точностью ~ 50 нс (один квант времени АПП).

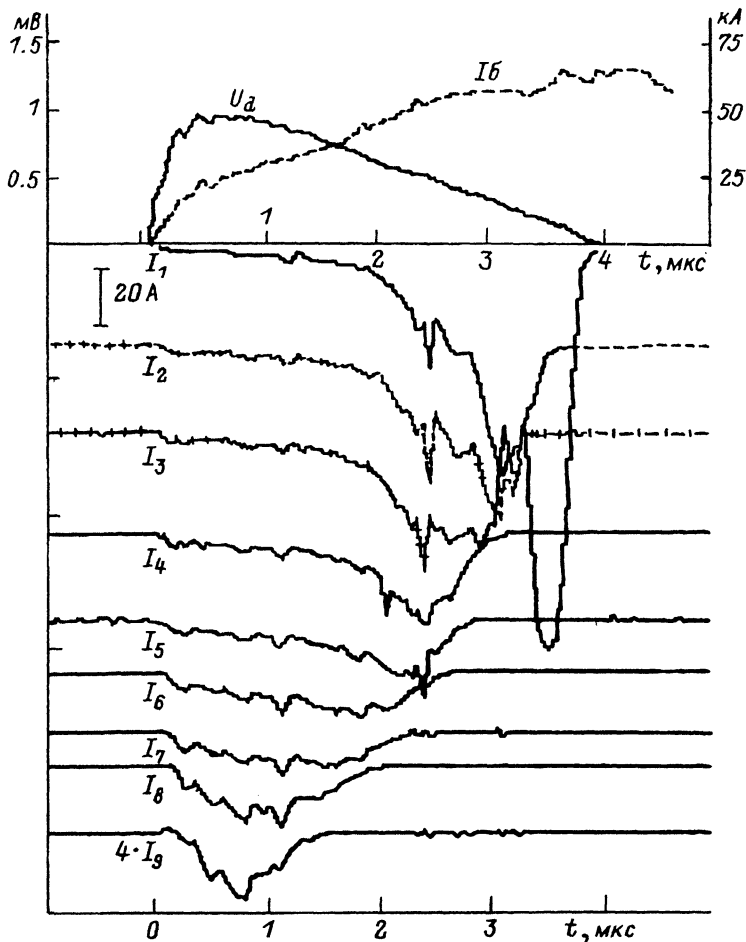


Рис. 2. Типичные осциллограммы напряжения на диоде U_d , тока пучка I_b , токов $I_1 - I_9$ электронов на фольге (МФА сразу за анодной фольгой).

$l_1 - l_5 = 100$, $l_6 - l_7 = 150$, $l_8 = 400$, $l_9 = 900$ мкм.

Полная погрешность измерения токов с фольг в начале импульса ($t \sim 1$ мкс) на относительно гладких участках токов (особенно на первых каналах) при малой их величине определяется в основном погрешностью отсчета амплитуды, а в середине импульса ($t = 2 - 3$ мкс) в основном неточностью синхронизации. Так, полная погрешность измерения токов на отдельных каналах при $U_d \sim 0.7$ МВ не превышает 10-15%.

По измеренному распределению токов можно восстановить энергетический спектр РЭП (эта процедура подробно описана в [10, 14-15]). Однако прежде рассмотрим влияние на точность измерений вторичных электронов, которые могут возникать при облучении фольг электронами пучка (более подробно о влиянии других факторов см. в [13]). Спектр вторичных электронов можно условно разделить на три части. Это низкоэнергетичные вторично-эмиссионные электроны, число которых уменьшается с ростом энергии ($E_{cp} \sim 3$ эВ, $E < 50$ эВ), малая доля электронов с

$E \sim 1-10$ кэВ, в области $E \geq 100$ кэВ — отраженные первичные электроны. Средняя энергия последних $E \sim 0.3E_0$ [16] (E_0 — исходная энергия), угловое распределение изотропно. Рассмотрим, какие выводы о влиянии вторичных электронов следуют из эксперимента. В работе [9] показано, что из-за вторично-эмиссионных процессов величины тока электронов на фольге могут зависеть от качества поверхностей фольг и при одной и той же энергии электронов меняться на 20%. Результаты наших измерений с различными наборами фольг с хорошей точностью совпадают. Мы объясняем это тем, что провисание потенциала между фольгами и интересующих нас случаях ($t \geq 1$ мкс) превышает разность потенциалов между фольгами на величину ~ 100 В, что приводит к подавлению в основном низкоэнергетичной части вторичных электронов.

Влияние же отраженных первичных электронов нужно специально учитывать. Дело в том, что число этих электронов достаточно велико ($\sim 8\%$ при $E = 1$ МэВ [16]). Эти электроны, отразившись от фольг анализатора и двигаясь по силовым линиям магнитного поля, снова отражаются от магнитной пробки вблизи коллектора анализатора и возвращаются обратно на фольги. Поскольку максимум спектра отраженных электронов лежит вблизи $0.3E_0$, то они поглотятся в первых токовых фольгах.

Учесть влияние отраженных электронов оказалось возможным путем введения поправки в функцию поглощения электронов. Предполагая, что РЭП моноэнергетичен, можно вычислить для него распределение токов в фольгах без учета отражения электронов от пробки и с учетом этого эффекта (расчетные гистограммы в обоих случаях лучше всего совпадают с результатами эксперимента при $E_b = 0.92eU_d$). В первом случае максимальное различие экспериментального и расчетного токов составляет 33% (для первой фольги), во втором случае не превышает 8% (для всех фольг).

Перейдем теперь к непосредственному измерению спектра на выходе из диода. На рис. 3 приводятся спектры РЭП¹ при напряжении на диоде от 0.35 до 0.7 МВ в различные моменты времени одного выстрела (от 1.5 до 3 мкс). По мере снижения U_d глубина проникновения электронов в металл уменьшается. Для вычисления спектров были выбраны моменты времени, когда число каналов с ненулевыми сигналами отличаются на единицу. Все полученные спектры можно считать моноэнергетичными. Полуширина спектра, например, для $U_d = 0.7$ МВ составляет ~ 0.02 МэВ (мы ее определяем как интервал энергии dE , в котором содержится половина частиц). Средняя энергия электронов составляет примерно $0.9eU_d$. Несоответствие энергии электронов приложенному напряжению может объясняться неточностью калибровки $U_d (\pm 5\%)$ и неточностью вычисления функции поглощения. Отметим, что в экспериментах на установке ИНАР в режимах с малыми потерями энергии пучка также наблюдался сдвиг между $E_{ср}$ и $U_d (\sim 10\%)$ [11].

Для проверки чувствительности МФА к изменению спектра исходного пучка проводились эксперименты с толстыми фольгами на входе МФА (дополнительные фольги устанавливались непосредственно на экранирующую фольгу). На рис. 4 представлены экспериментальная гистограмма токов на фольги анализатора (сплошная линия) при $U_d \sim 0.7$ МВ и

¹ Программа расчетов любезно предоставлена авторам А.В.Аржанниковым и С.Л.Синицким.

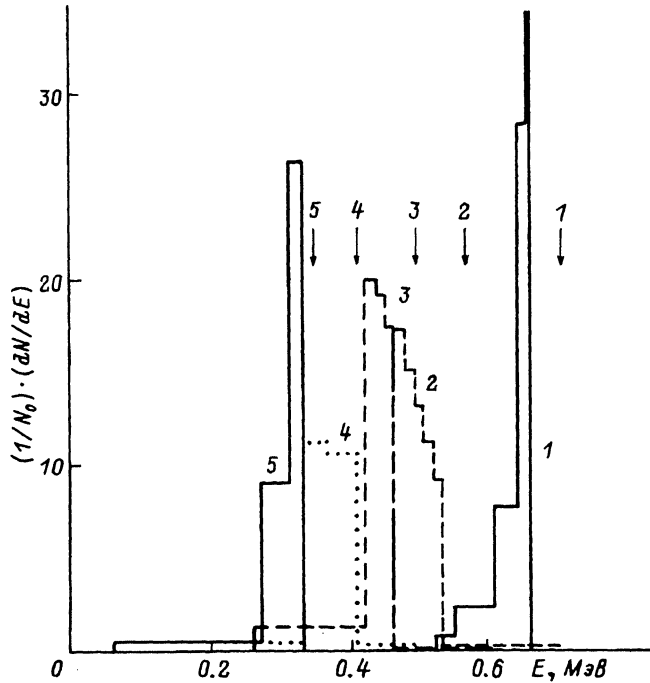


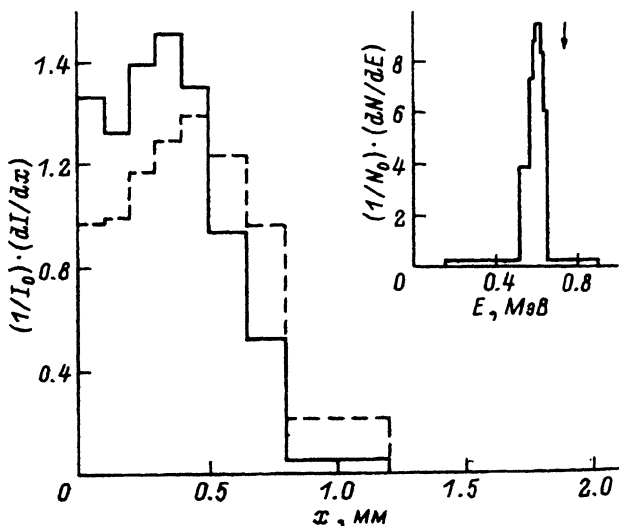
Рис. 3. Энергетические спектры электронов пучка для 5 моментов времени в одном выстреле (стрелками указаны значения $E = eU_d$).

t , мкс: 1 — 1.65, 2 — 2.05, 3 — 2.3, 4 — 2.65, 5 — 2.9;
 U_d , МВ: 1 — 0.7, 2 — 0.56, 3 — 0.5, 4 — 0.4, 5 — 0.35.

толщине экранирующей фольги $l = 136$ мкм (на вставке соответствующий спектр, полуширина его составляет ~ 50 кэВ) и для сравнения гистограмма токов при $l = 36$ мкм (электроны с энергией 0.7 МэВ после прохождения алюминиевой фольги толщиной 100 мкм теряют энергию ~ 0.04 МэВ [17]). Видно, что потеря пучком $\geq 5\%$ энергии приводит к сильному изменению формы гистограммы и может быть надежно зарегистрирована.

Рис. 4. Гистограмма токов (сплошная линия) при $U_d \cong 0.7$ МВ и толщине экранирующей фольги 136 мкм, восстановленный по ней спектр РЭП (на вставке) и для сравнения гистограмма токов при том же напряжении с тонкой экранирующей фольгой.

Штриховая линия — экспериментальная гистограмма токов на фольге анализатора при $U_d = 0.7$ МВ и толщине экранирующей фольги $l = 36$ мкм (алюминий).



Измерение энергетических спектров РЭП на выходе установки У1-СПИН

На рис. 5 приведена экспериментальная гистограмма токов (сплошная линия) после прохождения пучка в плотном газе (гелий, $n_0 \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при $U_d = 0.72 \text{ МВ}$ ($t = 2.65 \text{ мкс}$ от начала инжекции пучка). Температура плазмы составляет к концу импульса $T \sim 3 \text{ эВ}$. Спектр восстанавливается следующим образом. Сначала по экспериментальным значениям токов вычисляется спектр первичных электронов в дрейфовой камере анализатора (рис. 1) с учетом эффекта возврата отраженных электронов. Этот спектр и рассчитанное по нему распределение токов (штриховая линия) приведены на рис. 5,б. Отличие экспериментальных токов от расчетных $\varepsilon_i = dI_i/I_i$ заметно меньше 10%, как и погрешность измерения токов. Далее необходимо учесть, что на пути к анализатору пучок проходит как через плазму в соленоиде, так и через набор фольг суммарной толщины $l_{ex} = 78 \text{ мкм}$, которые в основном сосредоточены в экспандере. Поэтому условно можно считать, что исходный спектр пучка сначала изменяется в соленоиде и затем, после прохождения фольг толщиной l_{ex} , приобретает вид, указанный на рис. 5,б (штриховая линия). Электроны с

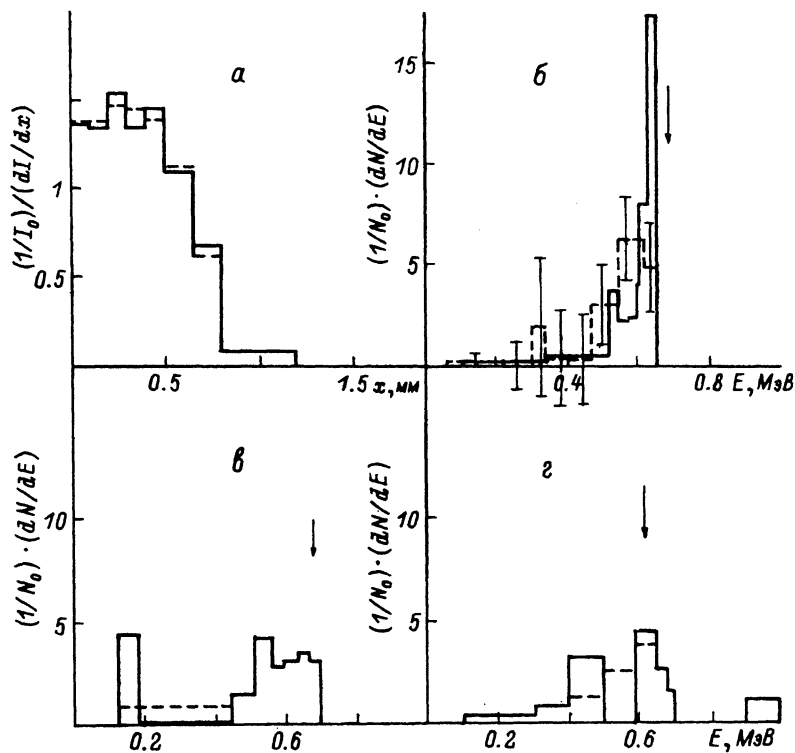


Рис. 5. Гистограммы токов (сплошная линия — эксперимент) и энергетические спектры (МФА на выходе соленоида).

а, б — $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $U_d = 0.72 \text{ МВ}$, $t = 2.65 \text{ мкс}$, $T = 3 \text{ эВ}$;

в — $n_0 = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — предплазма, $U_d = 0.67 \text{ МВ}$, $t = 2.35 \text{ мкс}$, $T \sim 150 \text{ эВ}$;

г — $n_0 = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $U_d = 0.66 \text{ МВ}$, $t = 2.5 \text{ мкс}$, $T > 100 \text{ эВ}$.

$E = 0.7$ МэВ теряют в фольге 78 мкм Al всего 32 кэВ, поэтому их спектр до фольги легко вычисляется (рис. 5,б, сплошная линия). Этот спектр и будет искомым спектр пучка, прошедшего через плазму в соленоиде (на втором этапе ошибки восстановления практически не возрастают).

Видно, что полученный в этом режиме спектр слабо отличается от спектра пучка на выходе из диода. Функция распределения электронов состоит из основного пика шириной $dE \sim 0.05$ МэВ, а также низкоэнергетичной части (8% частиц с $E < 0.5$ МэВ). Средняя энергия электронов, вычисленная по всему спектру, составляет $E_{cp} = 0.86 \cdot e \cdot U_d$.

Рассмотрим теперь, какова точность восстановления деталей полученного спектра. Вычисление токов на фольги для спектра, в котором отсутствуют электроны с энергией $E < 0.52$ МэВ, показывает, что при этом ε_i еще не превышает 10%, что укладывается в ошибку измерений. Но такой спектр уже почти ничем не отличается от спектра в диоде. Отсюда можно сделать вывод о том, что при имеющейся точности измерений в этом случае нельзя однозначно судить о наличии в спектре низкоэнергетичных электронов. Другими словами, при прохождении в плотном газе спектр электронов скорее всего не изменится.

О точности восстановления спектра можно судить также по формально вычисляемой ошибке, которая показана на рис. 5,б для спектра в анализаторе (штриховая линия). Не следует считать, что значения функции распределения $\varphi = dN/dE/N_0$ могут принимать произвольные значения в пределах усов во всех каналах (например, в дальних 7 и 8-м каналах — максимальные, а в 1–6 — минимальные), так как при этом сильно растёт различие вычисленных и измеренных токов (до $\varepsilon_i \leq 40\%$). В действительности, величина “усов” показывает, что если изменить значение функции в каком-либо одном канале (в пределах усов), то можно подобрать ее значения в других каналах такие, что ε_i все еще будут $\leq 10\%$. При этом изменения (такие, чтобы минимизировать внесенное возмущение) возникают в основном в каналах, соседствующих с тем, в который вносится возмущение.²

Теперь рассмотрим спектр РЭП, полученный при инжекции пучка в гелиевую предплазму (рис. 5,в). Спектр пучка значительно уширен по сравнению с инжекцией в плотный газ, относительное уширение спектра $dE/E_0 = 0.2-0.3$ ($E_0 \cong 0.9eU_d$). Кроме того, появилось заметное число частиц ($\sim 30\%$) с энергией, существенно меньше исходной, которые могут быть как замедленными электронами пучка, так и ускоренными электронами плазмы. Варьируя ширину низкоэнергетичного пика (рис. 5,в, штриховая линия) и вычисляя для таких спектров токи на фольги, можно сделать вывод, что ширина низкоэнергетичного пика составляет около 150 кэВ (при этом $\varepsilon_i < 10\%$). Средняя по спектру энергия электронов составляет $E_{cp} = 0.7eU_d$, т.е. мгновенные потери энергии 19% (по сравнению с режимом прохождения в плотном газе).

Результаты измерения спектра РЭП после его прохождения через газ низкой плотности показаны на рис. 5,г. Энергетический спектр пучка в целом в этом случае оказывается еще более размытым, чем в случае ин-

² Отметим, что при вычислении функции φ формально допускается существование ее отрицательных значений. Если ограничиться только решением $\varphi_i > 0$, то диапазон допустимых изменений φ_i и соответственно величина усов $d\varphi_i$ могут быть заметно снижены. Однако этот вопрос требует дополнительного анализа.

жекции пучка в предплазму. В нем можно условно выделить три пика при энергиях около 1, 0.6, 0.45 МэВ. Искусственное слияние двух последних пиков (штриховая линия) приводит к росту ϵ_6 до 25% (для сплошного спектра $\epsilon_i < 8\%$). Отсюда следует, что, по-видимому, в диапазоне $E_0 = 0.4-0.7$ МэВ функция распределения действительно имеет два пика.

В пике с $E_0 \cong 1$ МэВ содержится заметное число частиц ($\sim 10\%$) с энергией, существенно превышающей энергию электронов исходного пучка. Появление высокоэнергетичных частиц, возможно, связано с какими-то механизмами ускорения электронов пучка в плазме (что также отмечалось в [11]). Количество и энергию ускоренных частиц в последнем случае можно также оценить с помощью следующих рассуждений. На рис. 6 приведена зависимость ослабления тока электронов алюминиевой фольгой толщиной $l = 1310$ мкм $\chi(E_0) = I_9/I_0$ от исходной энергии E_0 (как следует из измерений в диоде, $E_0 = 0.9eU_d$). Видно, что зависимость, измеренная в диоде и в плотном газе, с хорошей точностью совпадает с расчетной. Отсюда мы получаем калибровку $\chi(E_0)$ для моноэнергетического пучка (см. соответствие горизонтальных шкал E_0 и χ). В случае прохождения пучка в "вакууме" точки лежат значительно выше, причем при $E_0 \leq 0.7$ МэВ отличие составляет несколько порядков. Предположим, что в последнем случае функция распределения состоит из двух не очень сильно размазанных по энергии групп электронов, первая из которых лежит вблизи E_0 (и доля частиц в ней $1 - \eta \sim 1$), а вторая имеет энергию $E = E_{\text{уск}} > E_0$ ($\eta \ll 1$, где η — доля быстрых частиц). Тогда можно записать $I_9/I_0 = (1 - \eta) \cdot \chi(E_0) + \eta \cdot \chi(E_{\text{уск}})$, т.е. вкладом первой группы в сигнал I_9 можно пренебречь. Варьируя η при фиксированных значениях I_9/I_0 , можно получать разные значения $\chi(E_{\text{уск}})$ и находить величину $E_{\text{уск}}$. Например, при $\eta \sim 0.1$ (и $E_0 < 0.7$ МэВ) энергия $E_{\text{уск}} \cong 2 \cdot E_0$. Доля энергии в ускоренных электронах в этом случае $\sim 20\%$. Подчеркнем еще раз, что описанный эффект наблюдается при конкретном значении плотности исходного газа ($n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), на оси пучка ($dR/R_b \sim 0.05$) и в ограниченном отрезке времени ($dt \cong 1$ мкс, $dE \cong 0.15$ МэВ).

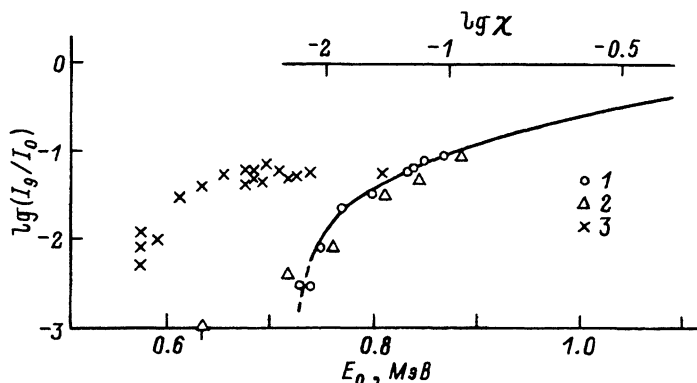


Рис. 6. Зависимость ослабления тока электронов Al фольгой толщиной $l = 1310$ мкм от исходной энергии E_0 . Сплошная линия — расчет; эксперимент: 1 — измерения в диоде; 2,3 — на выходе соленоида при $n_0 = 2 \cdot 10^{16}$ и $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Таким образом, измерение энергетического спектра 100-килоджоуль-ного микросекундного РЭП с энергией электронов до 1 МэВ на установке У1-СПИН показало, что по крайней мере в течение большей части импульса (при $U_d > 0.3$ МэВ) пучок генерируется практически моноэнергетичным. При транспортировке через метровый соленоид в плотном газе ($n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) спектр пучка почти не изменяется. В то же время при плотности плазмы $\leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ наблюдаются заметные (до 20%) потери энергии пучка. При низком давлении газа ($n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) появляется заметное количество ускоренных электронов ($\sim 10\%$) с энергией $E \geq 1.5-2 \cdot E_0$.

Авторы благодарят А.В.Аржанникова и С.Л.Синицкого за полезные обсуждения и помощь в проведении расчетов, В.С.Койдана и Д.Д.Рютова за поддержку работы.

Список литературы

- [1] Рютов Д.Д. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1978. № 1-2. С. 96-112.
- [2] Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S. et al. // Intern. Conf. on Plasma Physics. New Deli (India), 1989. P. 969-976.
- [3] Arzhannikov V.A., Burdakov A.V., Chikunov V.V. et al. // Proc. of 8th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. Vol. 1. P. 14-25.
- [4] Chikunov V.V., Knyazev V.A., Melnikov P.I. // Proc. of 13th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Paris, 1988. Vol. 2. P. 436-438.
- [5] Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 12. С. 1447-1456.
- [6] Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I., Nikiforov A.A. // Proc. of 8th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. Vol. 1. P. 241-249.
- [7] Абрашитов Ю.И., Койдан В.С., Конохов В.В. и др. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 4. С. 1324-1337.
- [8] Дергобузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А., Ягушкин М.И. // ПТЭ. 1975. № 1. С. 29-30.
- [9] Frederikson A.R., Woolf S. // IEEE. 1981. P. 4186-4191.
- [10] Аржанников А.В., Астрелин В.Т. // ПМТФ. 1979. № 6. С. 4-11.
- [11] Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Plasma Physics. Nagoya (Japan): Contributed Papers, 1980. Vol. 1. P. 74-75.
- [12] Архипов О.В., Бобылева Л.В., Бруданин В.Б. и др. Сообщения ОИ ЯИ. № Р9-90-162. Дубна, 1990. 12 с.
- [13] Князев Б.А., Мельников П.И., Никифоров А.А., Чикунов В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 91-66. Новосибирск, 1990. 37 с.
- [14] Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. // УФН. 1970. Т. 102. С. 345-386.
- [15] Яловец А.П. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 9. С. 67-74.
- [16] Аккерман А.Ф., Никитушеев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. 163 с.
- [17] Доклад 37 МКРЕ. Тормозная способность электронов и позитронов / Под ред. И.Б.Кеирим-Меркус. М.: Энергоатомиздат, 1987. 327 с.

Институт ядерной физики
Новосибирск
Новосибирский университет

Поступило в Редакцию
14 мая 1992 г.
В окончательной редакции
28 января 1993 г.