

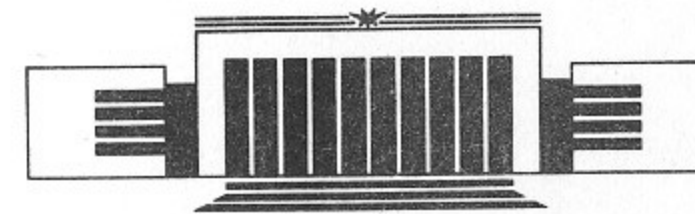


13
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

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

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

ПРЕПРИНТ 91-66



НОВОСИБИРСК

Измерение энергетического спектра мощного микросекундного РЭП в пучково-плазменных экспериментах многофольговым анализатором

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

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты измерений энергетических спектров мощного микросекундного РЭП (1 МэВ, 70 кА, 4 мкс, 140 кДж) многофольговым анализатором на установке У1-СПИН. Спектр измерялся как на входе, так и на выходе дрейфовой камеры (труба из нержавеющей стали длиной 1 метр и диаметром 10 см), помещенной в продольное магнитное поле 4 Т. Установлено, что в диоде ускорителя пучок генерируется моноэнергетичным. При прохождении РЭП через метровый соленоид в плотном газе ($n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) его спектр не изменяется. При плотности газа или предплазмы $\leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ наблюдаются значительные (до 20%) потери энергии пучка. При плотности исходного газа $\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ появляется заметное (~10%) число электронов с энергией большей, чем в исходном пучке. Также детально изложена методическая часть работы с анализатором.

Measurements of the energy spectrum of an intense microsecond beam in the beam-plasma experiments using multi-foil analyzer

B.A. Knyazev, P.I. Melnikov, A.A. Nikiforov, V.V. Chikunov

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

Energy spectra of a 1 MeV, 70 kA, 4 μ s, 140 kJ relativistic electron beam (REB) on the U1-SPIN device are measured before and after passing through gas/plasma prefilled drift chamber using multifoil analyser. The drift chamber is a 1-meter, 10 cm diameter stainless steel tube with 4T longitudinal magnetic field. The initial beam injected to the tube from the accelerator diode is monoenergetic. For high gas densities ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) the energy spectrum on the exit of the tube remains the same as it is in the diode. If the gas/plasma density is less than 10^{15} cm^{-3} the energy loss up to 20% are observed. At the initial gas density about 10^{13} cm^{-3} appreciable fraction (~10%) of the beam electrons with the energy more than initial one appears. Specific features of the diagnostic technique are discussed in details.

ВВЕДЕНИЕ

В течение двух последних десятилетий в Институте ядерной физики СО АН СССР 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 микросекундного РЭП 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]. В этих экспериментах было обнаружено, что при уменьшении плотности исходного газа температура образующейся плазмы возрастает и может достигать ~1 кэВ на пару электрон-ион. Важная информация о пучково-плазменном взаимодействии была получена с помощью многофольгового анализатора (МФА), который позволял провести измерения энергетического спектра электронов пучка в различных режимах его транспортировки. Информация об энергетическом распределении электронов получается в МФА по закономерностям их поглощения в металлических фольгах. Следует отметить, что многофольговый анализатор спектра электронов без разрешения во времени применялся ранее в [7, 8]. Впервые МФА с временным разрешением был применен в экспериментах с пучками наносекундной длительности (50 нс) на установке ИНАР [9, 10]. Недавно аналогичный анализатор описан в работе [11].

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.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА У1-СПИН

На установке У1-СПИН были проведены исследования транспортировки мощного микросекундного РЭП в метровом соленоиде с полем 4 Т через нейтральный газ ($n_0 = 10^{12} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и плазму ($n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Схема установки изображена на рис. 1. Сплошной элек-

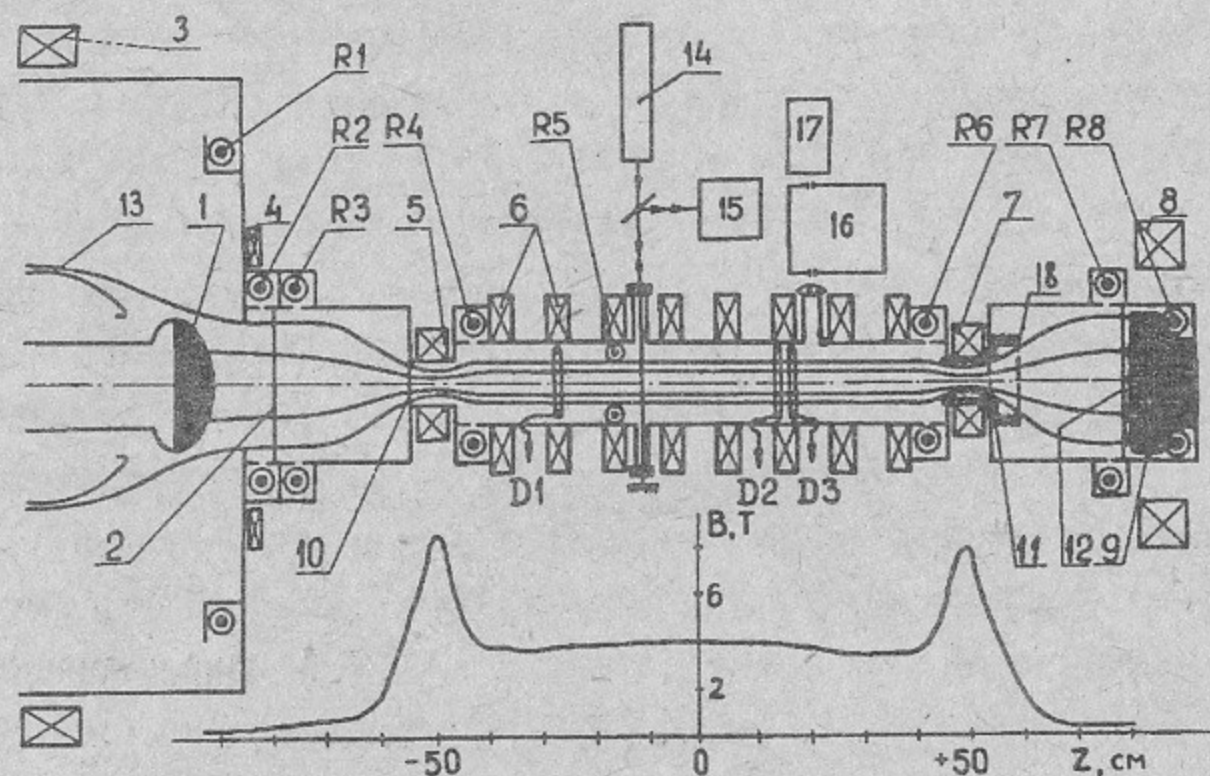


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1—катод; 2—анодная фольга, 3—8 — катушки магнитной системы; 9—графитовый калориметр или многофольговый анализатор; 10—12 — фольги; 13—экран катододержателя; 14—лазер интерферометра; 15—фоторезистор; 16—монохроматор; 17—оптоволоконный блок с ФЭУ; 18—электродный узел; R1—R8 — пояса Роговского; D1—D3 — магнитные зонды. Внизу — распределение магнитного поля вдоль оси установки.

тронный пучок генерируется в вакуумном диоде в поле $B_d = 0.44 \text{ Т}$. Энергия электронов достигает 1.1 МэВ, ток—70 кА, длительность пучка—4 мкс, энергосодержание—до 140 кДж. После прохождения анодной фольги 2 (алюминированный лавсан толщиной 10 мкм) электронный пучок сжимается магнитным полем в 20 раз по сечению в “компрессоре”, проходит через соленоид, расширяется до исходного размера в “экспандере” и поглощается графитовым калориметром 9. Квазистационарное магнитное поле B_s с временем нарастания 12 мс в однородной части

соленоида составляло 4 Т, а в его пробках $B_m = 8.8 \text{ Т}$ (пробочное отношение $M = B_m / B_s = 2.2$). Вакуумная камера внутри соленоида (нержавеющая сталь, $\varnothing = 10.4 \text{ см}$) отделялась от компрессора и экспандера (плотность газа в которых $n_c = n_{ex} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) фольгами, расположенными в положениях 10 и 11 ($M = 1.5$): Плотность газа в соленоиде можно было изменять от 10^{12} см^{-3} (остаточный газ) до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, напуская гелий.

В экспериментах по инъекции пучка в предплазму фольга 11 убиралась и в экспандере (в положении, где $M = 0.8$) устанавливался электродный узел 18, состоявший из изолятора и сэндвича графитовая ткань - лавсан, позволявший получать предплазму диаметром 6 см при разряде между тканью и лавсановой фольгой 10. Плотность предплазмы составляла $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, температура—несколько эВ. В интервале времени 10—40 мкс от начала разряда предплазма была практически однородна по сечению [12].

В экспериментах использовался обычный для наших экспериментов набор диагностик [4—6]. Отметим здесь лишь те из них, которые дают непосредственную информацию о взаимодействии пучка с плазмой. Поперечное давление плазмы $W_{\perp} / S = n_e \cdot T_{e\perp} + n_i \cdot T_{i\perp}$ определялось с

помощью диамагнитных зондов. Плотность плазмы $\frac{\langle n_e \cdot l \rangle}{l}$ измерялась

интерферометром Майкельсона ($\lambda = 3.39 \text{ мкм}$). Дополнительную информацию о плазме (температура, атомный состав и т.д.) давала полихромная спектроскопия: монохроматор МДР-2, волоконно-оптический диссектор, блок фотоумножителей. Для измерения энергетического спектра электронов пучка МФА мог устанавливаться либо вместо калориметра на выходе установки, либо, для сравнения, сразу за анодной фольгой.

Рассмотрим кратко, какая информация о пучково-плазменном взаимодействии была получена этими диагностическими средствами (без использования МФА). Как следует из анализа результатов, при $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ плазма ионизована не более чем однократно и является

изотермической с температурой $T_e \sim T_i \sim 5$ эВ. При уменьшении плотности исходного газа до величины $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазма становится уже вдвое (полностью) ионизованной, $T_{e\perp}$ увеличивается до 20 эВ, а ионы остаются холодными. Нагрев плазмы в обоих случаях (режим высокой плотности) осуществляется обратным плазменным током.

При промежуточной плотности газа в соленоиде ($n_0 = 6 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) пучок мог инжектироваться как в газ, так и в предплазму. Плазма в этом режиме вдвое ионизована, и наблюдается резкий рост диамагнетизма при уменьшении плотности. Так, при уменьшении n_0 с $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ величина $T_{e\perp}$ возрастает с 20 до 300—400 эВ. По аналогии с экспериментами по взаимодействию наносекундных РЭП с плазмой [13] можно предположить, что в данном случае доминирующим источником нагрева становится пучковая неустойчивость с возбуждением ленгмюровской турбулентности, инкремент которой растет с понижением плотности плазмы.

В то же время вероятно, что основной вклад в диамагнитный сигнал дает небольшое количество электронов ($\sim 1\%$) с $E \sim 20$ кэВ, характерная энергия которых оценивается по времени спада этого диамагнитного сигнала (~ 10 мкс) вследствие вылета электронов из магнитной ловушки за счет рассеяния. Эти электроны уносят заметную долю энергии плазмы еще в течение импульса. Поэтому действительные потери энергии пучка могут быть в несколько раз больше величины, определенной по диамагнетизму плазмы. В связи с этим определение эффективности передачи энергии от пучка к плазме требует дополнительных независимых измерений, в частности, измерения энергетических спектров РЭП.

Особый случай представляет "вакуумный" режим ($n_0 = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В этом случае 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. Величина диамагнетизма плазмы в этом режиме

возрастает еще в несколько раз. Интерпретация диамагнитного сигнала здесь сложнее по сравнению с предыдущим случаем. Можно оценить, что поперечная энергия $T_{e\perp}$, приходящаяся, в среднем, на один электрон, превышает ~ 0.5 кэВ.

Таким образом, в режимах интенсивного взаимодействия пучка с плазмой ($n_0 < 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) многофольговый анализатор может дать чрезвычайно интересную информацию.

2. МНОГОФОЛЬГОВЫЙ АНАЛИЗАТОР

Схема измерения энергетического спектра электронов изображена на рис. 2. Пучок электронов, пройдя через тонкую фольгу 2 (Al, толщина < 30 мкм), падает на графитовый коллектор 3. Полный ток пучка на коллектор I_0 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

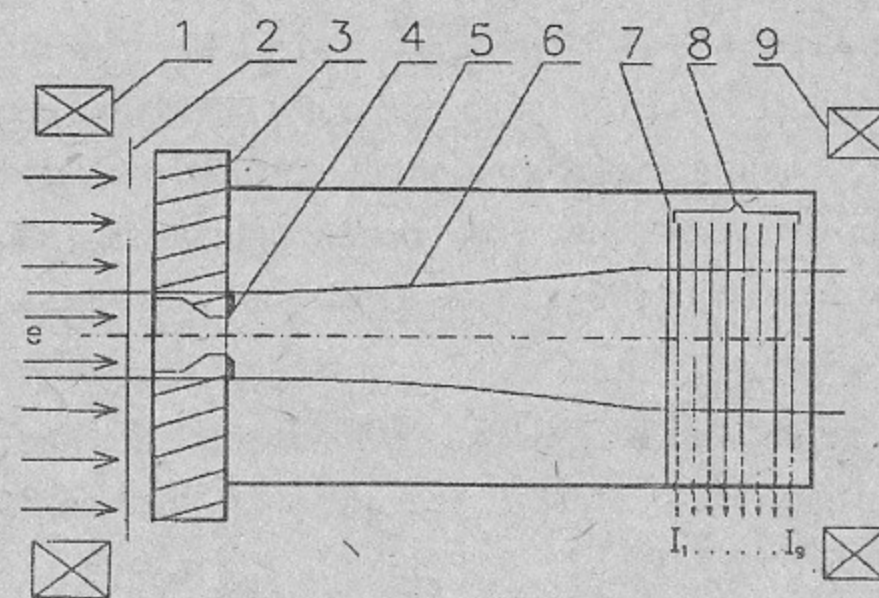


Рис. 2. Схема многофольгового анализатора: 1—магнитная катушка установки; 2—входная фольга анализатора; 3—коллектор пучка; 4—коллиматор; 5—дрейфовая камера; 6—силовые линии магнитного поля; 7—экранирующая фольга; 8—девять алюминиевых фольг; 9—корректирующая катушка.

спадающем магнитном поле в 5 раз по сечению и поглощается девятью алюминиевыми фольгами 8. Диаметр фольг составлял 8 см, расстояние между фольгами—3 мм, толщины фольг изменяются от 100 до 900 мкм. Ток электронов, поглощенных в фольгах, измерялся с помощью безындуктивных шунтов. Сигналы с шунтов выводились через согласующие сопротивления, широкополосный вакуумный разъем, длинный кабель (30 м) и регистрировались при помощи АЦП Ф4226 с входным сопротивлением 75 Ом (временное разрешение 50 нс) и ЭВМ: "Электроника-60" и "МС-1212". В наших экспериментах применялся тот же фольговый узел с шунтами, который ранее использовался на установке ИНАР [10]. Он помещался в спадающем магнитном поле на выходе установки, в котором с помощью корректирующей катушки 9 создавался участок слабого однородного поля $B_f = 0.1$ Т (пробочное отношение $M = B_k / B_f = 5$, где B_k — поле на коллекторе пучка). Конфигурация магнитного поля и параметры корректирующей катушки рассчитывались на ЭВМ.

За счет снижения магнитного поля:

1. Обеспечивалось практически нормальное падение электронов на фольги анализатора ($(\langle \theta^2 \rangle)^{1/2} < 5^\circ$ [14] на поверхности экранирующей фольги 7). Это делало более корректным восстановление функции распределения электронов по энергии. (Чтобы пользоваться в расчетах законом поглощения электронов, падающих по нормали к поверхности металла, необходимо обеспечить на входной фольге $(\langle \theta^2 \rangle)^{1/2} < 15^\circ$ [9].)

2. Фольги анализатора оставались целыми в течение многих импульсов, в то время как все остальные фольги в системе сгорали за один импульс.

3. Отсутствовало образование плазмы на фольгах анализатора, которая могла бы исказить измерения. Известно [15], что плазма образуется на анодной фольге при поглощении в ее поверхностном слое энергии $q > 0.05$ эВ/атом. При полном энергосодержании пучка ~ 100 кДж

величина q за импульс составляет 0.2 эВ/атом. Видно, что ослабление магнитного поля в МФА в 5 раз обеспечивает снижение q до нужной величины. Подтверждением этого является отсутствие преждевременного "обрезания" сигналов с фольг. В большей степени это относится к первой токовой фольге (А1, 30 мкм), плотность тока на которую максимальна, и которая находится рядом с заземленной фольгой 7.

Чтобы при движении электронов через фольги (полная толщина фольгового узла 2.7 см) избежать ухода их на стенки фольгового узла, диаметр пучка электронов на первой токовой фольге не должен превышать величины ~ 2 см. Поэтому диаметр отверстия коллиматора, используемого для ограничения апертуры пучка на входе в МФА, в свою очередь не должен быть больше 1 см, в экспериментах он составлял 5—8 мм. Коллиматор (4 на рис. 2) для пучка частиц с энергией меньше E_b и угловым разбросом $(\langle \theta^2 \rangle)^{1/2} < \theta_b$ должен удовлетворять двум требованиям: он должен быть "толстым", т.е. его толщина должна быть больше $R_0(E_b)$ (где $R_0(E_b)$ — полный пробег электронов с энергией $\langle E_b$ в материале коллиматора); коэффициент его пропускания $K(\theta_b, E_b)$ должен быть порядка 1.

Рассмотрим теперь кратко, как решается задача восстановления энергетического спектра по измеренным значениям токов I_1 — I_9 на фольги анализатора (эта процедура подробно описана в [9, 16]). Пусть пучок электронов падает по нормали к поверхности металла. В интервале энергий $[E_1, E_2]$ функция $K(x, E)$ задает распределение по глубине x электронов, которые термализовались до поглощения из моноэнергетического пучка с энергией $E \in [E_1, E_2]$. Тогда для пучка с произвольным распределением электронов по энергии $\varphi(E)$ ($\int \varphi(E) \cdot dE = 1$) закон поглощения в металле запишется в виде:

$$dI(x, E) = I_0 \cdot K(x, E) \cdot \varphi(E) \cdot dx \cdot dE, \quad (1)$$

где I_0 — полный ток пучка.

Разобьем металлический образец на n фольг толщиной $(x_{j+1} - x_j)$.

Тогда доля тока пучка, поглощенного в j -й фольге, будет равна:

$$f \equiv \frac{I_j}{I_0} = \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx \int_{E_i}^{E_{i+1}} K(x, E) \cdot \varphi(E) \cdot dE, \quad j = 1, \dots, n. \quad (2)$$

Разобьем энергетический интервал $[E_1, E_2]$ на n частей значениями E_i , где $i=1, 2, \dots, n+1$, $E_1=E_1$, $E_{n+1}=E_2$. Представляя в уравнениях (2) интеграл по энергии в виде суммы, получим линейную систему уравнений:

$$f_j \equiv \sum_{i=1}^n K_{ji} \cdot \varphi_i, \quad j = 1, \dots, n, \quad (3)$$

где $K_{ji} = \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx \int_{E_i}^{E_{i+1}} K(x, E) \cdot dE$, $\varphi_i = \varphi(\tilde{E}_i)$;

$$\tilde{E}_i \in [E_i, E_{i+1}].$$

Решение системы (3) имеет вид:

$$\varphi_i = \sum_{j=1}^n M_{ij} \cdot f_j; \quad j, i = 1, \dots, n, \quad (4)$$

где M — матрица, обратная матрице K : $M=K^{-1}$.

Таким образом, видно, что задача восстановления спектра сводится к решению системы линейных уравнений. Но, поскольку токи с фольг измеряются с конечной погрешностью, то задача существенно усложняется, и требуется применение специальных методов нахождения решения. Во-первых, при данном наборе фольг необходима оптимизация разбиения по энергетическим интервалам, которая позволяет существенно снизить погрешность решения. Во-вторых, для дальнейшего снижения ошибки восстановления спектра используется метод статистической регуляризации решения, который заключается в замене точных уравнений на регуляризованные (приближенные). Такая замена соответствует

внесению в задачу дополнительной информации о функции распределения.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ РЭП В ДИОДЕ УСТАНОВКИ У1-СПИН

Для определения формы энергетического спектра исходного пучка, а также проверки работоспособности прибора были проведены эксперименты, в которых МФА устанавливался сразу за анодной фольгой диода. На рис. 3 приведены характерные осциллограммы напряжения на диоде U_d , тока пучка электронов I_b , падающего 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, нарастает до величины ~ 70 кА. Характерные величины токов на фольги МФА в начале импульса пучка — несколько ампер, к концу импульса — десятки ампер. По мере удаления от входной фольги максимальные значения токов на фольги достигаются в более ранние моменты времени (так как электроны более высоких энергий слабо поглощаются первыми фольгами и поглощаются, в основном, последними). Так, максимум тока на девятой фольге практически совпадает по времени с максимумом диодного напряжения. Пучок имеет характерную микроструктуру, что приводит к изрезанности сигналов, регистрируемых за малыми отверстиями. Однако наличие выбросов на токовых сигналах позволяло хорошо синхронизовать токи I_1-I_9 с точностью ~ 50 нс (один квант времени АЦП).

По измеренным токам для различных моментов времени и, соответственно, напряжений U_d можно построить мгновенное распределение токов поглощенных электронов по толщине фольг $(\frac{dI}{I_0 \cdot dx}, \text{ мм}^{-1})$. На рис. 4 приведены гистограммы токов на фольги для 4-х значений напряжения на диоде. При уменьшении диодного напряжения максимум

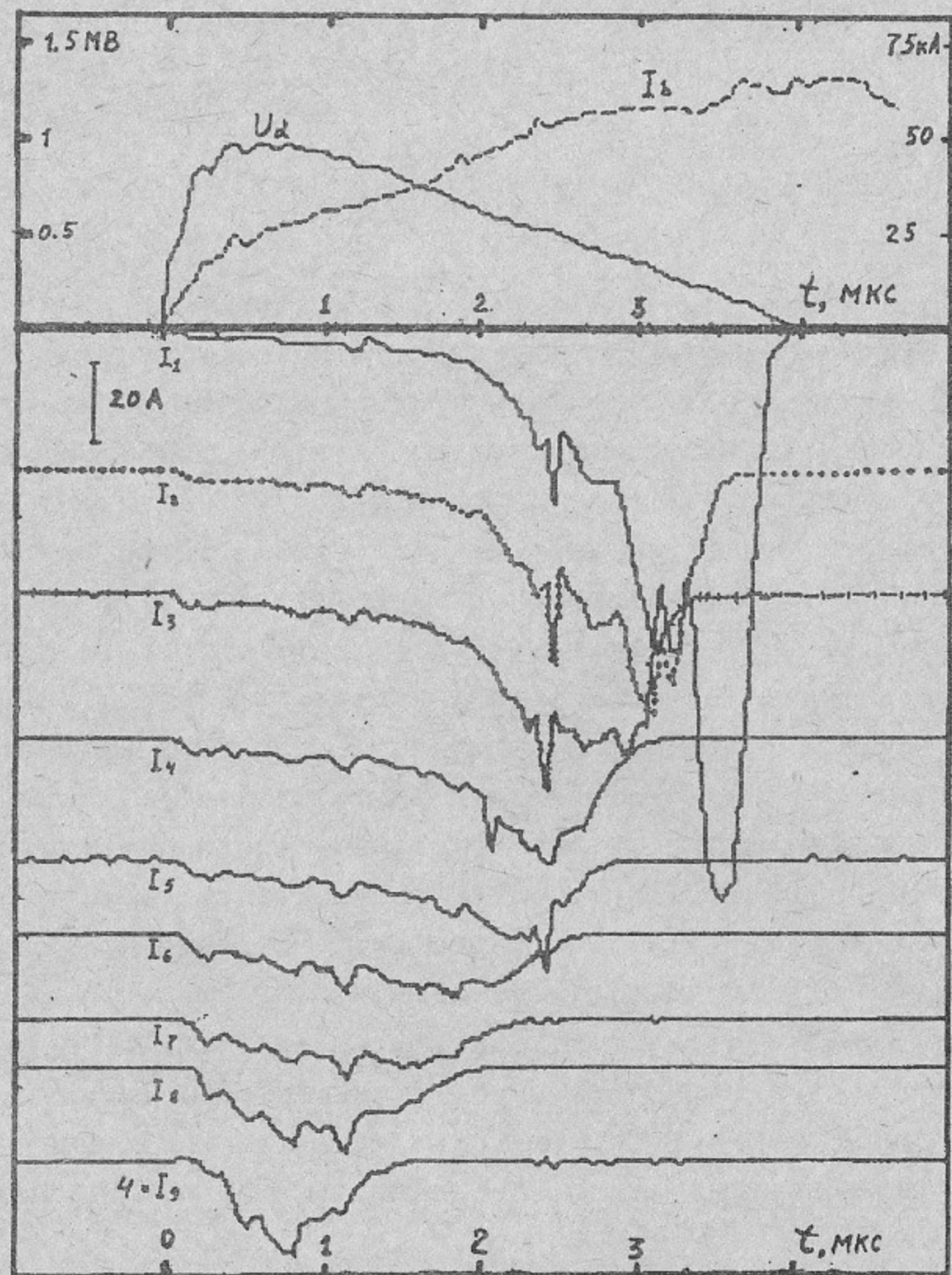


Рис. 3. Типичные осциллограммы напряжения на диоде U_d , тока пучка I_b , токов I_1 — I_9 электронов на фольги (N1329; МФА сразу за анодной фольгой); l_1 — l_5 =100, l_6 — l_7 =150, l_8 =400, l_9 =900 мкм.

гистограммы смещается к первым фольгам, исчезают токи на последних фольгах. Видно, что изменение диодного напряжения на величину ~ 0.1 МВ приводит к сильному изменению формы гистограммы, а токи на отдельные фольги меняются при этом в несколько раз.

3.1. Анализ влияния различных факторов на точность измерений

По измеренному распределению токов можно восстановить энергетический спектр электронов. Однако прежде рассмотрим ряд факторов, связанных с особенностями конструкции МФА, которые могут влиять на точность измерений.

Погрешности измерения токов в отдельном выстреле определяются погрешностями калибровки измерительных цепей, синхронизации и отсчета амплитуды на АЦП. Для наших измерений существенной является не абсолютная, а относительная точность калибровки сигналов, которая составляла $\sim 3\%$. При калибровке отдельных каналов одновременно проверялось отсутствие наводок на соседние фольги.

Точность синхронизации сигналов с фольг не могла быть лучше 50 нс. Возможная ошибка измерения токов, связанная с этим, определяется изменением токов с фольг при сдвиге по времени на 50 нс. Величина ошибки зависит от момента времени, выбранного для обработки, возрастает на участках быстрого изменения тока и может достигать 10%. Выбирая для обработки точки, лежащие на гладких участках сигналов и усредняя сигналы за 0.1—0.2 мкс (2—4 кванта времени АЦП), удается существенно снизить погрешность измерения токов, связанную с неточностью синхронизации. Точность измерения амплитуды сигнала при помощи АЦП не может быть лучше одного кванта АЦП по напряжению (1%). Но поскольку величина сигнала сильно изменяется в течение импульса, то при его малой величине погрешность значительно выше.

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 ($t = 2 \div 3$ мкс), в основ-

ном, неточностью синхронизации. Так, полная погрешность измерения токов на отдельных каналах при $U_d \sim 0.9$ МВ достигает $\sim 20\%$, при $U_d \sim 0.7$ МВ — $10 \div 15\%$. Принципиально она может быть снижена в несколько раз, что требует дополнительного экспериментального времени; (мы же в большей степени стремились уловить качественные эффекты).

Добавим, что, кроме указанного, существует еще разброс значений токов в разных выстрелах. Так, на рис. 4, з “усами” показан диапазон, в котором менялись значения $\frac{dI}{I_0 \cdot dx}$ в пяти последовательных выстрелах.

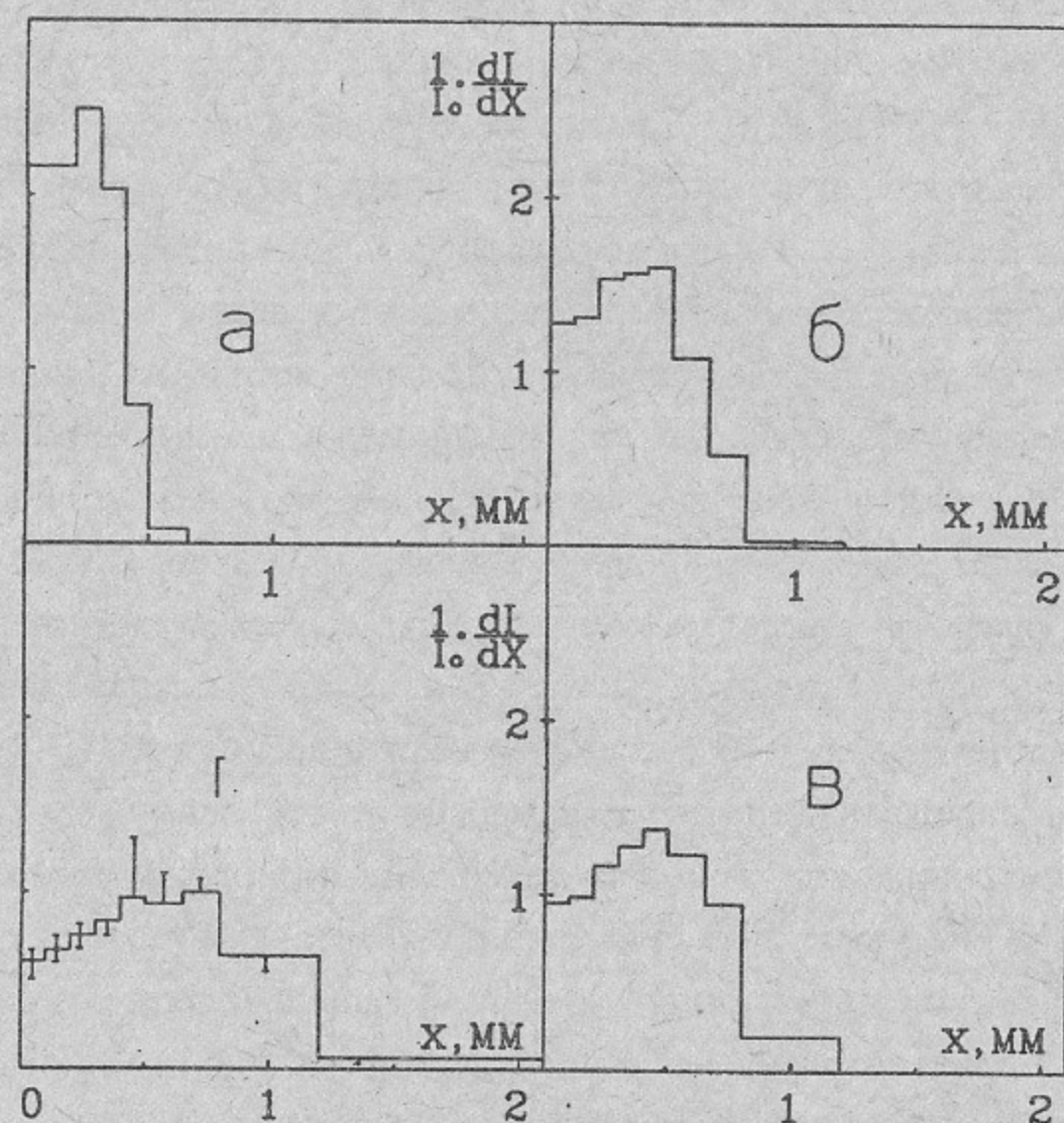


Рис. 4. Гистограммы токов для различных напряжений на диоде (N1329: МФА сразу за анодной фольгой): а— $U_d=0.44$ МВ; б— $U_d=0.6$ МВ; в— $U_d=0.7$ МВ; г— $U_d=0.87$ МВ.

Превышение “усов” над величиной $\sim 10\%$ (погрешность измерения токов характеризует степень воспроизводимости результатов (например, для первого канала 15%). Отметим, что повторяемость результатов все же достаточно хорошая.

КОЛЛИМАТОР. При прохождении пучка через коллиматор возможно появление электронов относительно низких энергий (и соответственно, завышение токов измеряемых первыми фольгами (из-за прямого прохождения электронов через всю толщину материала коллиматора вне апертуры его отверстия, вылета заметной части этих электронов в результате рассеяния через его боковую поверхность, попадания электронов на боковую поверхность коллиматора (по силовым линиям магнитного поля, либо за счет углового разброса электронов пучка) и отражения с потерей энергии. Все перечисленные эффекты должны сильно зависеть от материала коллиматора, его толщины и диаметра отверстия. В экспериментах использовались коллиматоры из графита, тантала и составные (графит+нержавеющая сталь). Для всех типов коллиматоров, кроме графитового толщиной 2 мм, результаты измерений совпадали во всем диапазоне энергий. Для графитового коллиматора толщиной 2 мм отличия, наблюдаемые при $U_d > 0.75$ МВ, видимо, объясняются прохождением электронов через материал коллиматора.

ТОЛЩИНА И МАТЕРИАЛ ФОЛЬГ. Для правильной интерпретации результатов измерений (восстановления энергетического спектра электронов пучка) необходимо было с хорошей точностью знать толщину l используемых в анализаторе алюминиевых фольг. Поэтому она измерялась в разных точках образцов диаметром 10 см и полученное значение ($l=100 \pm 5$ мкм) сравнивалось со средней по сечению величиной $l_{\text{ср}} = \frac{m}{\rho \cdot S} = 100 \pm 2$ мкм ($\rho = 2.7 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$). Видно, что измеренная толщина фольги практически совпадала с паспортным значением, а колебания толщины происходят на малых масштабах и усредняются по площади используемых фольг.

Поскольку для расчета использовалась функция поглощения электронов в чистом алюминии, то важным является вопрос о влиянии примесей с большим Z в материале фольг на потери пучка. Два эффекта могли приводить к изменению скорости поглощения электронов в материале фольг. Во-первых, увеличение Z приводит к росту радиационных потерь энергии частиц и, следовательно, к более быстрому их торможению. Во-вторых, рост Z приводит к более быстрому угловому рассеянию и, соответственно, поглощению электронов на меньшей глубине. Согласно ГОСТ4784-74, содержание примесей не могло превышать 0.7% (примесь с максимальным $Z=27$ —цинк). Следовательно, радиационные потери электронов с энергией 0.8 МэВ не превышают 1% от ионизационных [17]. Простые оценки показывают также, что вклад примесей при рассеянии электронов на угол ~ 1 не превышает 1° . Таким образом, наличие примесей в материале фольг можно не учитывать.

ВТОРИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ. При облучении фольг быстрыми электронами возникают вторичные электроны, спектр которых можно условно разделить на три части. Это низкоэнергетичные вторично-эмиссионные электроны, число которых уменьшается с ростом энергии ($E_{\text{ср}} \sim 3$ эВ, $E < 50$ эВ), малая доля электронов с $E \sim 1$ —10 кэВ, и в области $E \geq 100$ кэВ—отраженные первичные электроны. Средняя энергия последних $E \sim 0.3 \cdot E_0$ для $E_0 = 0.4 \div 1$ МэВ (E_0 —исходная энергия), угловое распределение изотропно [18]. Рассмотрим, какие выводы о влиянии вторичных электронов следуют из эксперимента. В работе [8] показано, что из-за вторично-эмиссионных процессов величины тока электронов на фольги могут зависеть от качества поверхностей фольг и при одной и той же энергии электронов меняться на 20% для различных фольг. Результаты наших измерений с различными наборами фольг с хорошей точностью совпадали. Мы объясняем это тем, что провисание потенциала между фольгами в интересующих нас случаях ($t \geq 1$ мкс) превышало разность потенциалов между фольгами на величину ~ 100 В,

что приводило к подавлению, в основном, низкоэнергетичной части вторичных электронов с фольг, могущей исказить измерения^{*)}.

Влияние же отраженных первичных электронов нужно специально учитывать. Дело в том, что число этих электронов достаточно велико. Так, для электронов с $E = 1$ МэВ коэффициент отражения от алюминия составляет $\sim 8\%$ при нормальном падении [18]. Эти электроны, отраженные от набора фольг анализатора, двигаясь по силовым линиям магнитного поля, снова отражаются от магнитной пробки вблизи коллектора анализатора (пробочное отношение $M = \frac{B_k}{B_f} \sim 5$) и возвращаются обратно на фольги МФА. Поскольку максимум спектра отраженных электронов лежит вблизи $0.3E_0$, эти электроны поглощаются в первых токовых фольгах. Не вернутся на фольги лишь электроны, отраженные от МФА с питч-углами $\theta \leq \arcsin\left(\frac{1}{5}\right)^{1/2} = 26.6^\circ$. Такие электроны составляют при изотропном распределении отраженных электронов по углам 7%. Кроме того, те из электронов, которые не попадают на коллектор, а проходят через отверстие в коллиматоре, отражаются высоким потенциалом катода и снова попадают на фольги анализатора. Отметим, что в экспериментах на установке ИНАР [9] геометрия магнитного поля была схожей, однако учет возврата отраженных электронов магнитной пробкой не требовался. Возможно, это объясняется тем, что в камере анализатора вблизи пучка для уменьшения влияния его объемного заряда устанавливался металлический кожух, в котором поглощались отраженные электроны, ларморовский радиус которых существенно возрастал по сравнению с исходным пучком.

Таким образом, необходимо было учесть возврат отраженных электронов на фольги МФА. Поэтому при восстановлении спектров была

^{*)} В последующих экспериментах на установке ГОЛ-3 [3] были проведены дополнительные проверки. Вместо первой и последней фольг МФА устанавливались существенно более тонкие фольги. Анализ сигналов показал, что вклад низкоэнергетичных электронов в наших экспериментах можно не учитывать.

использована функция поглощения электронов, падающих по нормали к поверхности металла (алюминия), $K^*\left(\frac{x}{R_0}, E\right)$. На рис. 5 изображены функции поглощения электронов в алюминии $K\left(\frac{x}{R_0}, E\right)$ для энергии электронов $E = 1$ МэВ (без учета возврата отраженных электронов) [19] и $K^*\left(\frac{x}{R_0}, E\right)$ (учитывающая возврат отраженных электронов), где x — толщина алюминия в мкм (полный пробег в алюминии $R_0(1 \text{ МВ})=2100$ мкм). Однолучевой моноэнергетический источник электронов находится в точке $\frac{x}{R_0} = 0$. Пучок электронов излучается в направлении, совпадающем с положительным направлением оси $\frac{x}{R_0}$. Вся плоскость $\frac{x}{R_0} > < 0$ заполнена алюминием. В нашем случае $\frac{x}{R_0} = 0$ — это координата поверхности экранирующей фольги. Функция $K^*\left(\frac{x}{R_0}, E\right)$ считалась следующим образом:

$$K^*\left(\frac{x}{R_0}, E\right) = K\left(\frac{x}{R_0}, E\right) + K\left(-\frac{x}{R_0}, E\right). \quad (5)$$

Покажем теперь на примере, что, действительно, использование в расчетах функции K^* оправдано. На рис. 6 приведена экспериментальная гистограмма токов для $U_d = 0.7$ МВ (сплошная линия). Для сравнения вычислены гистограммы для моноэнергетического пучка с использованием как функции K , так и K^* . В расчетах моноэнергетический пучок аппроксимировался модельной "квазидельта-функцией", для которой функция распределения по энергии отлична от нуля и постоянна в интервале $[E-dE, E]$.

Отметим что расчетное распределение токов на фольги анализатора существенно не меняется при увеличении dE до величины $\sim 0.05-0.1E$

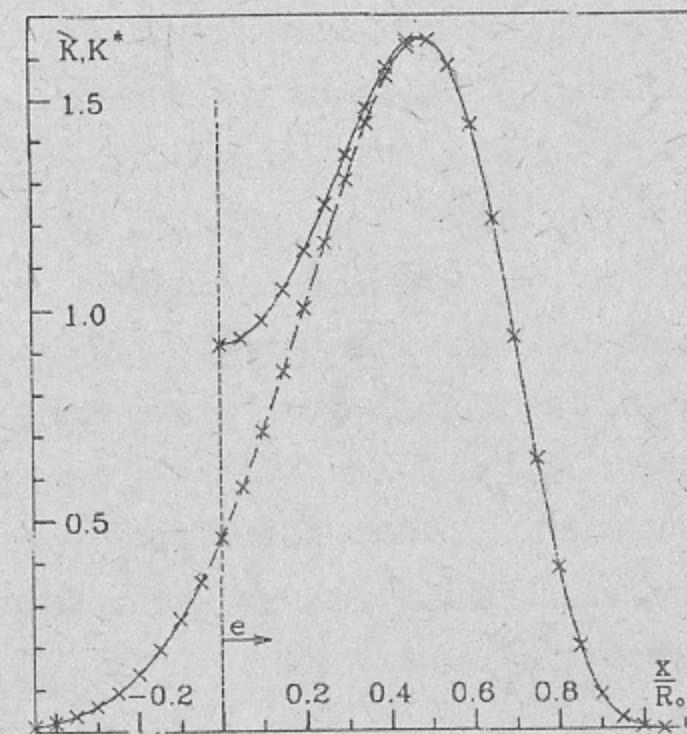


Рис. 5. Функция поглощения электронов с энергией 1 МэВ, падающих по нормали к поверхности, в алюминии K (пунктир) и K^* (сплошная), учитывающая возврат отраженных электронов $\left(\frac{1}{R_0} \cdot \int K \cdot dx = 1\right)$.

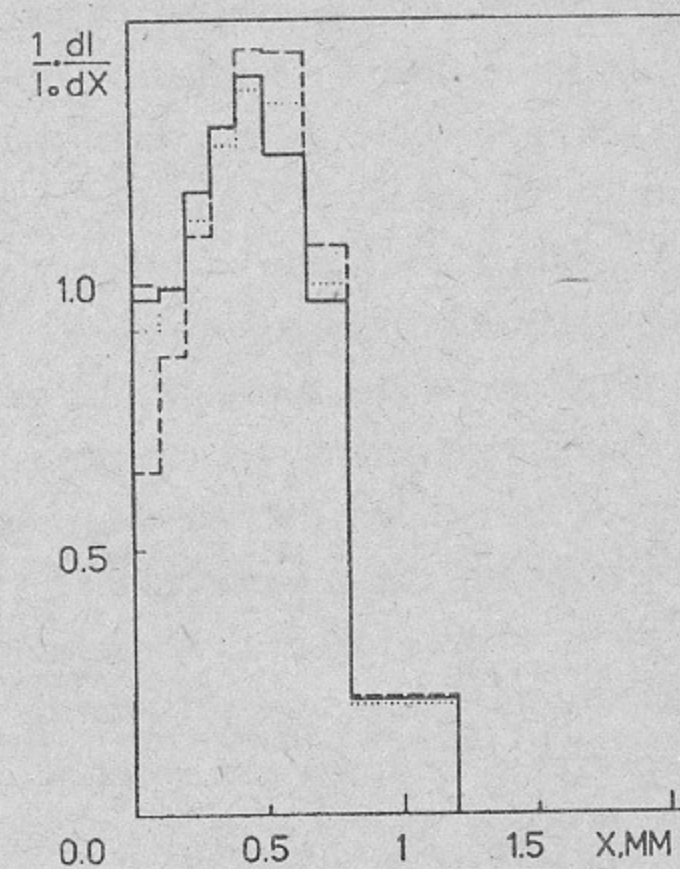


Рис. 6. Сравнение экспериментальной гистограммы тока (N1329) $U_d = 0.7$ МВ — (сплошные линии) с расчетными для дельтафункций по энергии ($E_b = 0.64$ МэВ): пунктир — с использованием функции K , точки — K^* .

при фиксированной E (но заметно изменяется при сдвиге E на ту же величину dE). Поэтому во всех дальнейших расчетах ширина "квазидельта-функции" принималась равной $dE = 0.03$ МэВ. Будем в дальнейшем обозначать такую "квазидельта-функцию" просто δ -функцией. Расчетные гистограммы на рис. 6 в обоих случаях лучше всего совпадали с результатами эксперимента при $E_b = 0.92eU_d$. Однако видно, что, например, для первой фольги эксперимент и расчет с K отличаются примерно в 1.33 раза, несовпадение же расчета с K^* и эксперимента не превышает 8%. Поэтому во всех расчетах, о которых пойдет речь дальше, использовалась K^* , учитывающая возврат отраженных электронов на фольги анализатора.

3.2. Энергетический спектр электронов в диоде.

Перейдем теперь к непосредственному измерению спектра на выходе из диода. На рис. 7, а изображены экспериментальная гистограмма токов электронов на фольги анализатора для диодного напряжения $U_d = 0.7$ МВ ($t = 1.75$ мкс от начала импульса), расчетные гистограммы токов для двух различных δ -функций и сами эти δ -функции ($E_1 = eU_d$ и $E_2 = 0.92eU_d$). Как уже отмечалось, наилучшим образом совпадает с данными эксперимента расчетная гистограмма для δ -функции, энергия которой на 8% меньше величины eU_d . Видно, что смещение δ -функции по энергии всего на 8% (практически на ее ширину) приводит к сильному изменению токов на гистограмме, в 8-м канале, например, почти в два раза. На рис. 7, б приведен энергетический спектр электронов пучка, восстановленный по экспериментальным значениям токов по методике, описанной в [9]*, и гистограмма токов, рассчитанная для этого спектра. Максимальные отличия расчетных токов от экспериментальных не превышают 7% (погрешность измерения токов составляла 10%). В целом, форма полученного спектра такова, что его можно считать моноэнергетичным. Полуширина спектра ~ 0.02 МэВ (мы ее определяем как интер-

*) Программа расчетов любезно предоставлена авторам А.В.Аржанниковым и С.Л. Сеницким.

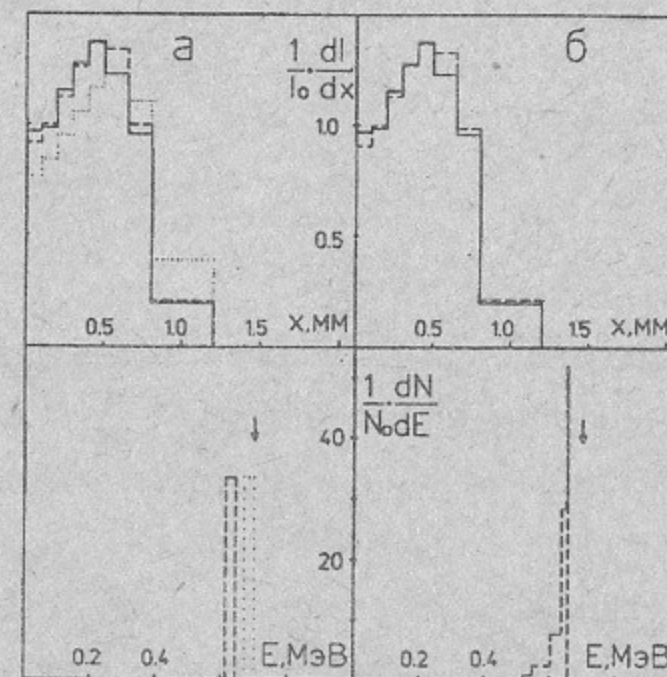


Рис. 7. Экспериментальные и расчетные гистограммы токов (вверху) и спектры энергий (внизу). Сплошные линии — экспериментальная гистограмма токов (N1329: $U_d = 0.7$ МВ, МФА сразу за анодной фольгой). а) Пунктир и точки — дельта-функции и рассчитанные по ним гистограммы токов. б) Пунктир — восстановленный по экспериментальным значениям токов спектр электронов и вычисленная по нему гистограмма. (Стрелками здесь и ниже на рисунках указаны значения $E = eU_d$.)

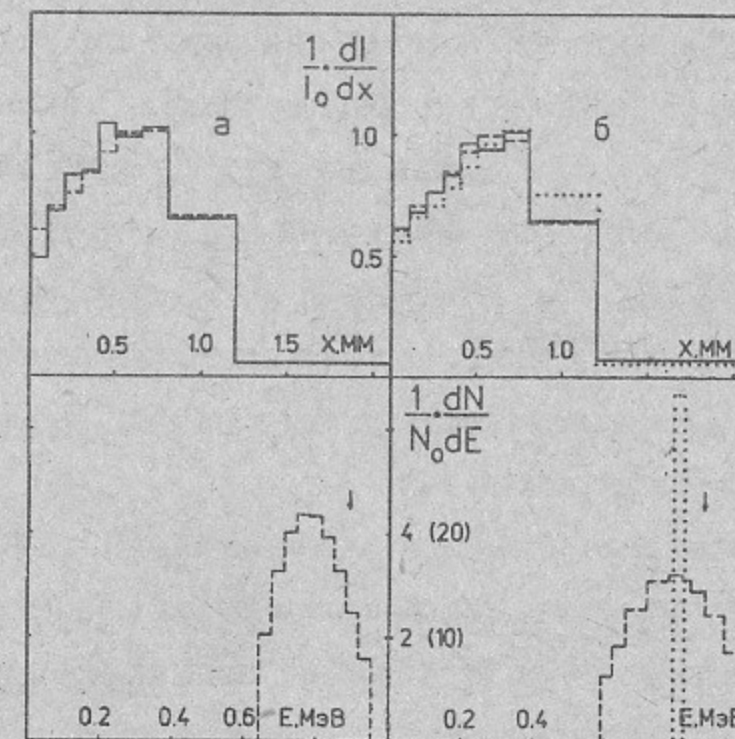


Рис. 8. Гистограммы токов (вверху) и спектры энергий (внизу) для двух последовательных выстрелов (а — N1328, б — N1329) при одинаковом напряжении на диоде $U_d = 0.87$ МВ (МФА сразу за анодной фольгой). Сплошные линии — экспериментальные гистограммы. Пунктир — восстановленные по экспериментальным значениям токов спектры энергий (а — $E_{cp} = 0.89eU_d$, б — $E_{cp} = 0.91eU_d$) и восстановленные по этим спектрам гистограммы. Точки — спектр дельта-функции (шкала 35 МэВ) и соответствующая ей гистограмма.

вал энергии dE , в котором содержится половина частиц). Средняя энергия электронов пучка, рассчитанная по формуле:

$$E_{\text{ср}} = \sum_{i=1}^9 \frac{(E_{i+1}^2 - E_i^2)}{2} \cdot \varphi_i, \quad (6)$$

составляет $0.9eU_d$. Несоответствие энергии электронов приложенному напряжению может объясняться неточностью калибровки U_d ($\pm 5\%$) и неточностью вычисления функции K и, соответственно, K^* . Отметим, что в экспериментах на установке ИНАР в режимах, когда потери пучка отсутствовали, также наблюдался сдвиг между $E_{\text{ср}}$ и U_d ($> 10\%$) [10].

В более ранние моменты времени (и при большем напряжении) спектр пучка существенно уширяется. При $U_d \approx 0.9$ МэВ его полуширина составляет $dE \sim 150$ кэВ, как в двух последовательных выстрелах, приведенных на рис. 8 (N1328— $dE = 130$ кэВ, N1329— $dE = 160$ кэВ). Сравнение экспериментальной гистограммы с расчетной для δ -функции ($E = 0.94eU_d$), показывает, что наибольшее различие токов наблюдается на 8 и 9-й фольгах. Частичное перераспределение тока с 8-й фольги на 9-ю может, в принципе, осуществляться вторичными электронами, но, как уже отмечалось выше (см. сноску на стр. 17), экспериментальные проверки показывают, что этого не происходит. Поэтому причина уширения спектра при $U_d \geq 0.9$ остается в настоящее время неясной. В то же время кажется маловероятным, чтобы в начале импульса пучок был действительно немоноэнергетичным.

Спектры РЭП при меньшем напряжении на диоде (0.35—0.7 МВ) в различные моменты времени одного выстрела (от 1.5 до 3 мкс) приводятся на рис. 9. По мере снижения U_d глубина проникновения электронов в металл и, соответственно, число сигналов уменьшается. Поэтому приведенные спектры специально выбраны так, что в каждом из них число токовых каналов отличается на единицу от соседнего. А с уменьшением числа сигналов, естественно, ухудшается подробность восстановления деталей функции распределения. Тем не менее видно, что полуширина

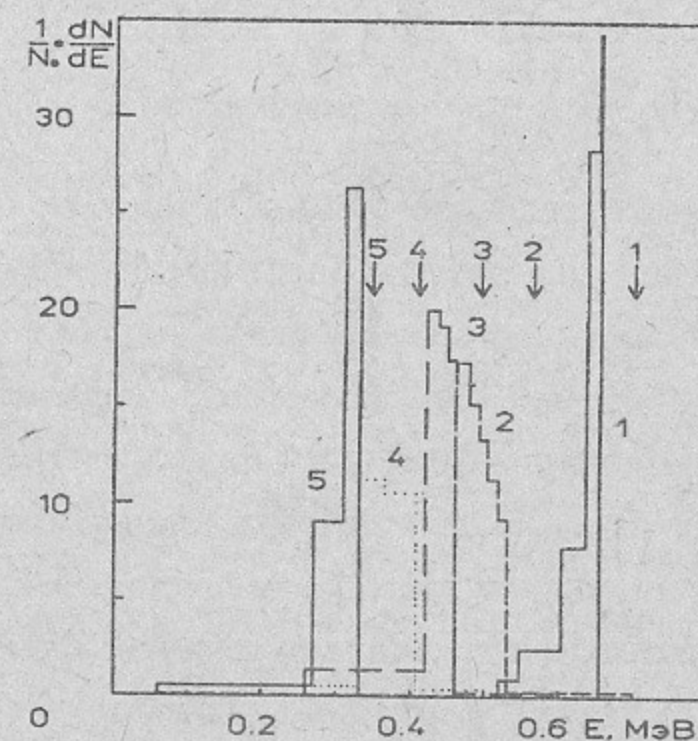


Рис. 9. Восстановленные по экспериментальным значениям токов спектры электронов пучка для пяти последовательных моментов времени в одном выстреле (N1329: МФА сразу за анодной фольгой). 1— $t = 1.65$ мкс, $U_d = 0.7$ МВ; 2— $t = 2.05$ мкс; $U_d = 0.56$ МВ; 3— $t = 2.3$ мкс; $U_d = 0.49$ МВ; 4— $t = 2.65$ мкс; $U_d = 0.41$ МВ; 5— $t = 2.9$ мкс; $U_d = 0.35$ МВ.

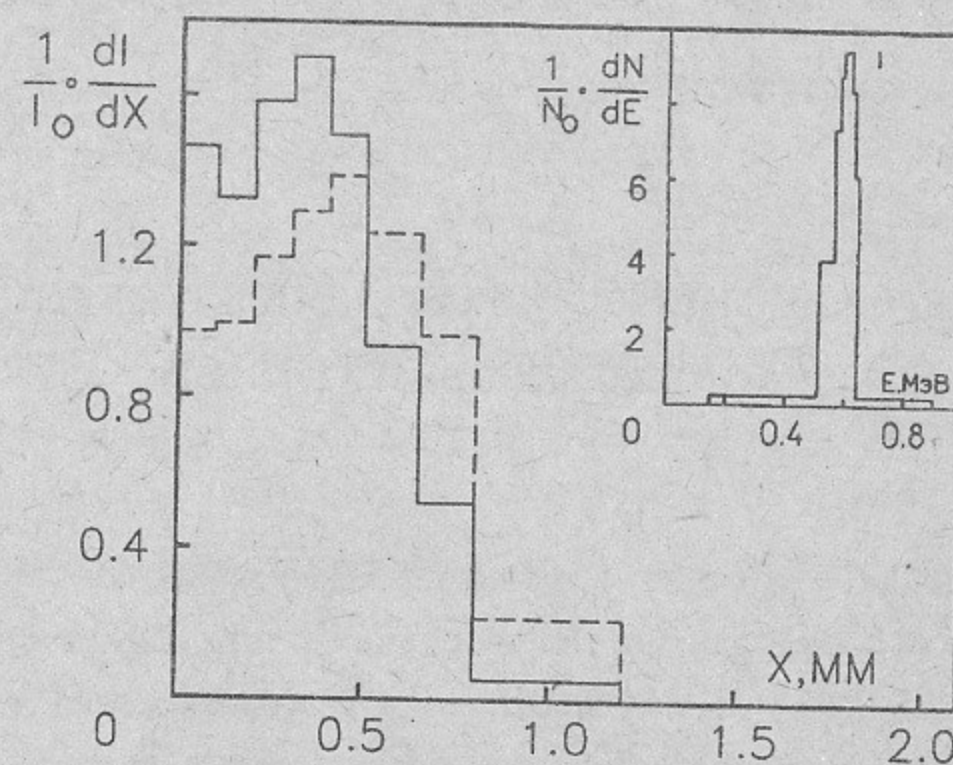


Рис. 10. Экспериментальная гистограмма токов (сплошная линия) при $U_d \approx 0.7$ МВ и толщине дополнительной фольги 106 мкм (N1320: МФА сразу за анодной фольгой), восстановленный по ней спектр РЭП (на врезке) и, для сравнения, экспериментальная гистограмма токов при том же напряжении без дополнительной фольги на анализаторе (N1329).

всех спектров составляет ≤ 50 кэВ, т.е. пучок можно считать моноэнергетическим (а величина $\frac{U_d e - E_{\text{ср}}}{U_d e}$ остается равной ~ 0.1).

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. 10 изображены экспериментальная гистограмма токов на фольги анализатора (сплошная линия) при $U_d = 0.72$ МВ и толщине дополнительной фольги 106 мкм (на врезке — соответствующий спектр, полуширина которого составляет ~ 50 кэВ) и, для сравнения, гистограмма токов при толщине входной фольги $l = 36$ мкм. Видно, что установка даже 100 мкм фольги приводит к сильному изменению формы гистограммы. Пучок электронов с энергией 0.7 МэВ после прохождения алюминиевой фольги толщиной 106 мкм теряет энергию 0.04 МэВ [20]. Таким образом, из результатов эксперимента следует, что потеря пучком энергии ~ 0.04 МэВ ($\frac{dE}{E} \geq 6\%$) при помощи МФА может быть надежно зарегистрирована.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ РЭП НА ВЫХОДЕ УСТАНОВКИ У1-СПИН

Измерения энергетических спектров РЭП проводились также на выходе установки, после транспортировки пучка в соленоиде при различной плотности исходного газа или предплазмы. В этих экспериментах МФА устанавливался на выходе экспандера (вместо калориметра, см. рис. 1), в нем использовался графитовый коллиматор с толщиной диафрагмы 2 мм и диаметром $d = 5$ мм.

4.1 Инжекция РЭП в плотный газ

Начнем обсуждение с измерения спектра РЭП после его прохождения в плотном газе (гелий, $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), поскольку, по данным других диагностик, в этом режиме пучок практически не взаимодействует с плазмой, и, следовательно, спектр его не должен изменяться. На рис. 11 приведена экспериментальная гистограмма токов (сплошная линия) на фольги анализатора в типичном выстреле при напряжении на диоде $U_d = 0.72$ МВ ($t = 2.65$ мкс от начала инжекции пучка). Величина диамагнетизма плазмы в этом выстреле составляла к концу импульса $W_{\perp} = n \cdot T_{\perp} \cdot S_b = 2.5 \cdot 10^{18}$ эВ/см, что соответствует температуре однократно ионизованной плазмы ~ 3 эВ ($S_b = 30 \text{ см}^2$).

Восстановление спектра осуществлялось следующим образом. Сначала по экспериментальным значениям токов восстанавливался спектр первичных электронов в дрейфовой камере анализатора (см. рис. 2) с учетом эффекта возврата отраженных электронов (использовалась функция $K^*(x, E)$). Этот спектр и рассчитанное по нему распределение токов (пунктир) приведены на рис. 11,а. Отличие экспериментальных токов от расчетных $\epsilon_i = \frac{dI_i}{I_i}$ не превышает 10% (максимальное, на 4-м канале $\epsilon_4 = 9\%$), 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 $l_{\text{ex}} = 78$ 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. 11,а (пунктир). При прохождении электронов с $E = 0.7$ МэВ через фольгу 78 мкм Al средние потери энергии составляют всего 32 кэВ, поэтому их спектр до и после фольги не должен существенно отличаться. (Например, на рис. 12 приведен спектр пучка с энергией

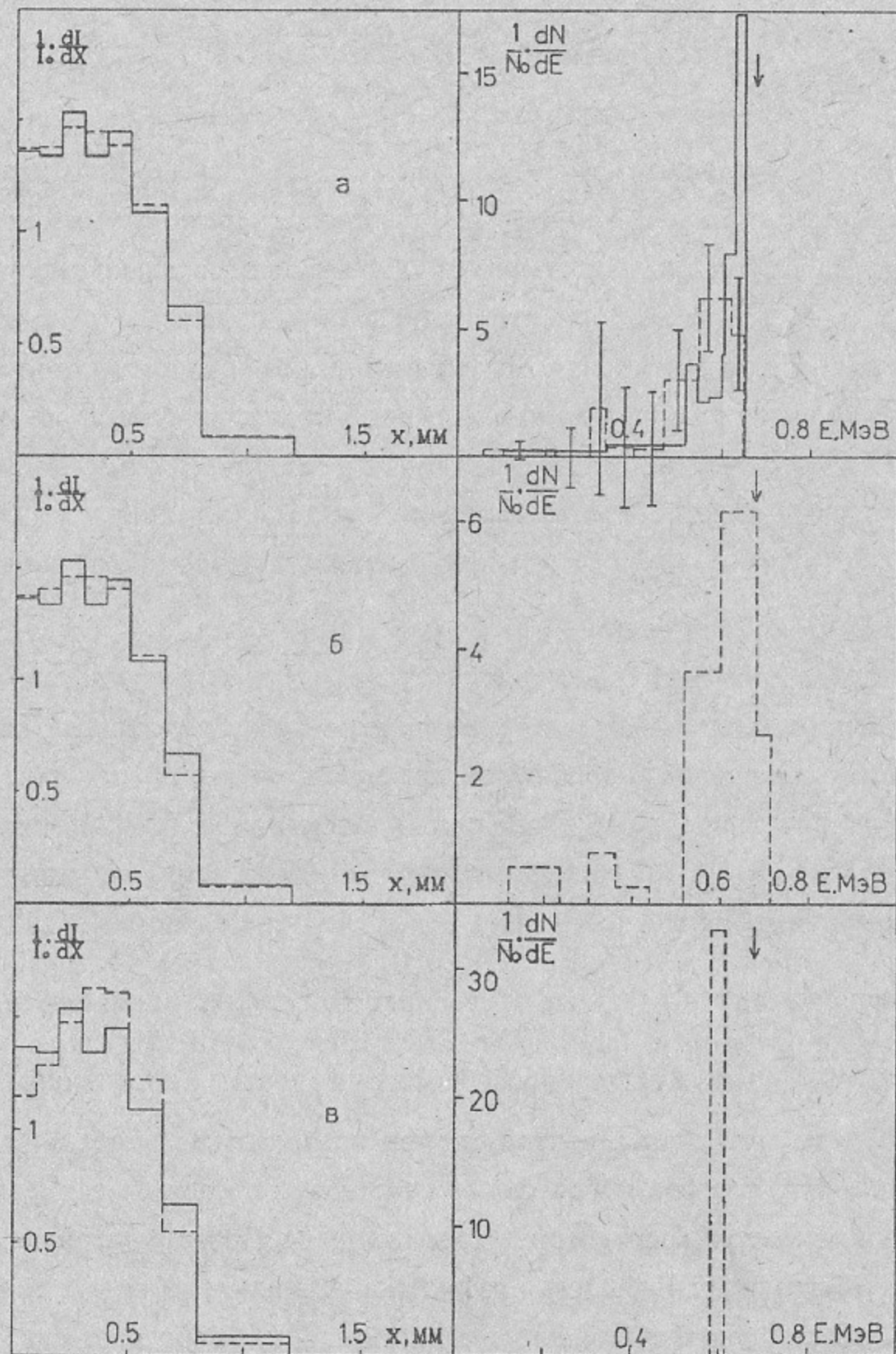


Рис. 11. Гистограмма токов (сплошная линия—эксперимент) и энергетические спектры (N1259: МФА на выходе соленоида, $U_d = 0.72$ МВ, $n_0 = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$).

$E_0 = 0.7$ МэВ после прохождения через алюминиевую фольгу толщиной 126 мкм, вычисленный нами по функции K , в сравнении с расчетами авторов работы [18].) Считая условно фольгу l_{ex} входной фольгой МФА и зная спектр за ней (рис. 11, а, пунктир), можно восстановить спектр и перед этой фольгой (рис. 11, а, сплошная линия), используя, естественно, при этом функцию K , а не K^* . Этот спектр и будет искомым спектр пучка, прошедшего через плазму в соленоиде. На этом этапе можно считать “пунктирный” спектр известным с абсолютной точностью, так что ошибки восстановления спектра практически не возрастают. Видно, что полученный в итоге спектр уже слабо отличается от спектра пучка на

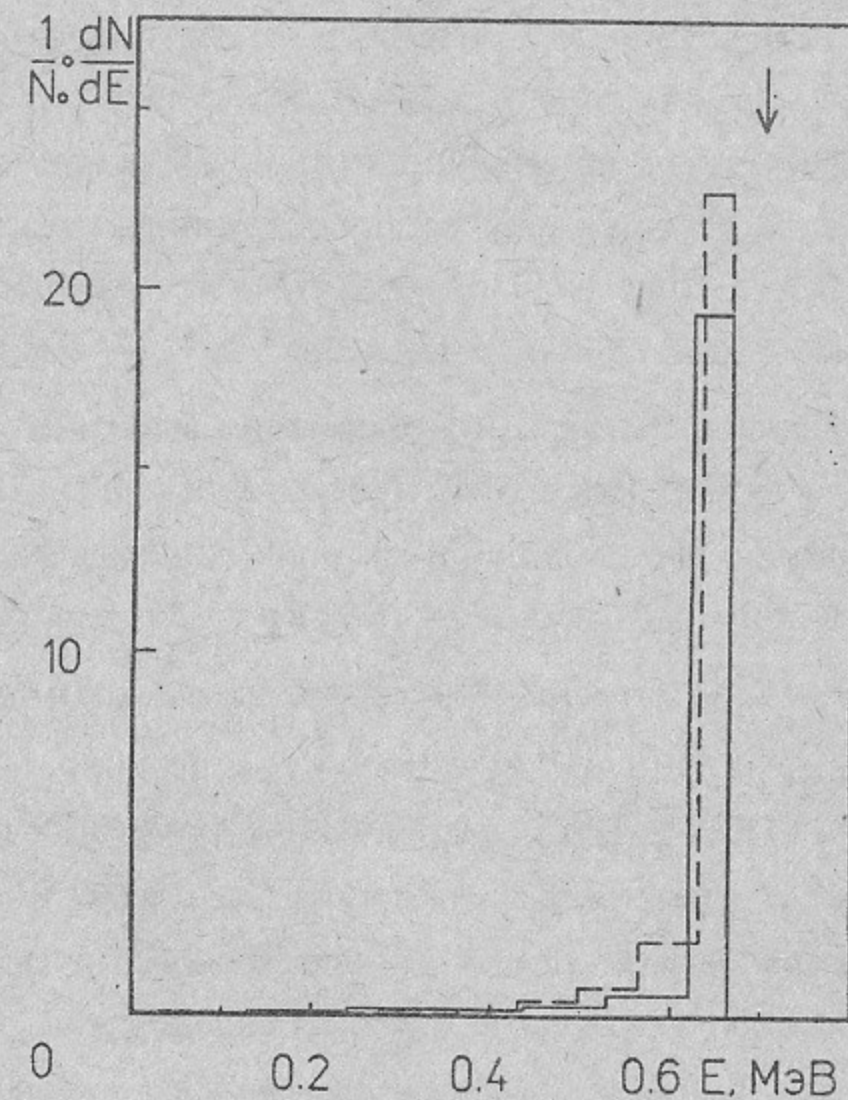


Рис. 12. Расчетный спектр пучка с $E_0 = 0.7$ МэВ после прохождения через алюминиевую фольгу толщиной 126 мкм: сплошной—по функции поглощения K , пунктир— [18].

выходе из диода.*) Функция распределения электронов по энергиям состоит из основного пика шириной $dE \sim 0.05$ МэВ и средней энергией $0.94eU_d$ (как и в диоде), а также низкоэнергетичной части (8% частиц с $E < 0.5$ МэВ). Средняя энергия электронов, вычисленная по всему спектру, составляет $E_{cp} = 0.86eU_d$.

Для сравнения, можно независимо вычислить по экспериментальным значениям токов спектр, считая, что все фольги толщиной l_{ex} добавлены к экранирующей фольге анализатора (см. рис. 11,б). Малость величины l_{ex} (по сравнению с R_0) позволяет предположить, что отличие полученного таким образом спектра от истинного будет незначительным. Видно, что полученный спектр качественно совпадает с точно вычисленным.

Рассмотрим теперь, какова точность восстановления деталей вычисленного спектра. Например, можно ли утверждать, что низкоэнергетичный "хвост" электронов (с $E \leq 0.5$ МэВ) реально существует, или же его наличие может быть объяснено погрешностями измерения токов. Сначала вычислим гистограмму распределения токов для дельта-функции с $E_b = 0.9eU_d$ (рис. 11,в). Видно, что несовпадение расчетного тока с измеренным в этом случае возросло до $\sim 20\%$ ($\epsilon_4 = 21\%$) и превышает ошибку измерений, т.е. такая деформация вычисленного спектра является слишком грубой. Попробуем изменить вычисленный спектр не так сильно, например, уберем в нем электроны с энергией $E < 0.52$ МэВ. Оказывается, что при этом ϵ_i достигает 10% в пяти (1, 3, 4, 6, 7) каналах (максимальное $\epsilon_4 = 12\%$), что практически укладывается в ошибку измерений. Но такой спектр ($E_{cp} = 0.91eU_d$) уже почти ничем не отличается от диодного ($E_{cp} = 0.9eU_d$). 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 транспортировке через плотный газ спектр электронов, скорее всего, не изменяется.

*) Заметим, что все спектры, измеренные на выходе соленоида и приведенные далее, восстанавливались описанным выше способом (в 2 этапа).

О точности восстановления спектра можно судить также по формально вычисляемой ошибке, которая показана на рис. 11,а "усами" для спектра в анализаторе (пунктир). Не следует считать, что значения функции распределения могут принимать произвольные значения в пределах усов во всех каналах (например, в верхних 7-м, 8-м каналах максимальные а в 1—6 — минимальные), т.к. при этом сильно растет отличие вычисленных и измеренных токов (до $\epsilon_i \leq 40\%$). В действительности, величина усов показывает, что если вы меняете значение функции в каком либо одном канале (в пределах усов), то вы можете найти ее значения в других каналах, такие, что ϵ_i будут $\leq 10\%$. При этом, как показывает опыт, изменения (такие, чтобы минимизировать внесенное возмущение) возникают, в основном, в каналах, соседствующих с тем, в который вносится возмущение.

По величине усов можно вычислить относительную погрешность решения в целом. Следуя работам [9, 16], введем среднеквадратичную ошибку всего решения

$$d\varphi = \left(\frac{1}{n_i} \sum_{i=1}^n (d\varphi_i)^2 \right)^{1/2},$$

где $d\varphi_i$ — ошибка определения (усы) i -й компоненты вектора φ длиной

$$|\varphi| = \left(\sum_{i=1}^n \varphi_i^2 \right)^{1/2}.$$

Тогда относительная погрешность $\frac{d\varphi}{|\varphi|}$ составляет ± 0.23 .*) Возникает вопрос, во сколько раз можно снизить эту погрешность, уменьшая ошибку измерения токов σ_i . Разберем конкретный пример. Для токов,

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

вычисленных по рассмотренному нами спектру (рис. 11, а — пунктир), можно задавать различные величины σ_i , вычислять по ним спектр и находить погрешности $\frac{d\varphi_i}{|\varphi_i|}$. Оказывается, что с ростом σ_i от 0.1 до 1% ошибки $\frac{d\varphi_i}{|\varphi_i|}$ растут пропорционально, (т.е. в 10 раз), а затем, при увеличении σ_i до 10%, растут только в 2—3 раза. Относительному снижению темпа роста ошибок восстановления спектра помогает статистическая регуляризация решения [9]. Рассмотренный пример показывает, что даже существенное уменьшение в эксперименте σ_i от имеющихся 10% до 1—3% (что крайне трудно достижимо на практике) дает небольшой выигрыш — снижение погрешности $\frac{d\varphi_i}{|\varphi_i|}$ примерно в 2 раза.

4.2. Инжекция РЭП в предплазму и газ низкой плотности.

Теперь рассмотрим результаты, полученные при инжекции пучка в гелиевую предплазму (через 10 мкс после начала разряда), плотность которой достигает к концу импульса РЭП величины $n_e = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($n_0 = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Экспериментальная гистограмма токов, восстановленный по ней спектр РЭП (сплошные кривые) на выходе соленоида для $U_d = 0.67 \text{ МВ}$ ($t = 2.35 \text{ мкс}$ от начала импульса пучка), а также гистограмма токов, вычисленных по этому спектру (пунктир), изображены на рис. 13, а ($l_{\text{ex}} = 110 \text{ мкм}$). Величина диамагнетизма плазмы в данном выстреле составляла $W_{\perp} = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ эВ/см}$, что примерно в 2 раза меньше, чем при оптимальной плотности $n_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Соответствующая средняя поперечная электронная температура — $\bar{T}_{e\perp} \approx 150 \text{ эВ}$. Спектр пучка значительно уширился по сравнению с инжекцией в плотный газ, относительное уширение спектра $dE/E_0 = 0.2—0.3$ ($E_0 \approx 0.9eU_d$). Кроме

того, появилось заметное число частиц ($\sim 30\%$) с энергией, существенно меньшей исходной, которые могут быть как замедленными электронами пучка, так и ускоренными электронами плазмы. Средняя энергия электронов составляет $E_{\text{cp}} = 0.70eU_d$. Мгновенные потери энергии пучка составляют:

$$\frac{dQ_b}{Q_b} = 1 - \frac{(E_{\text{cp}}/U_d)_2}{(E_{\text{cp}}/U_d)_1} = 0.19, \quad (7)$$

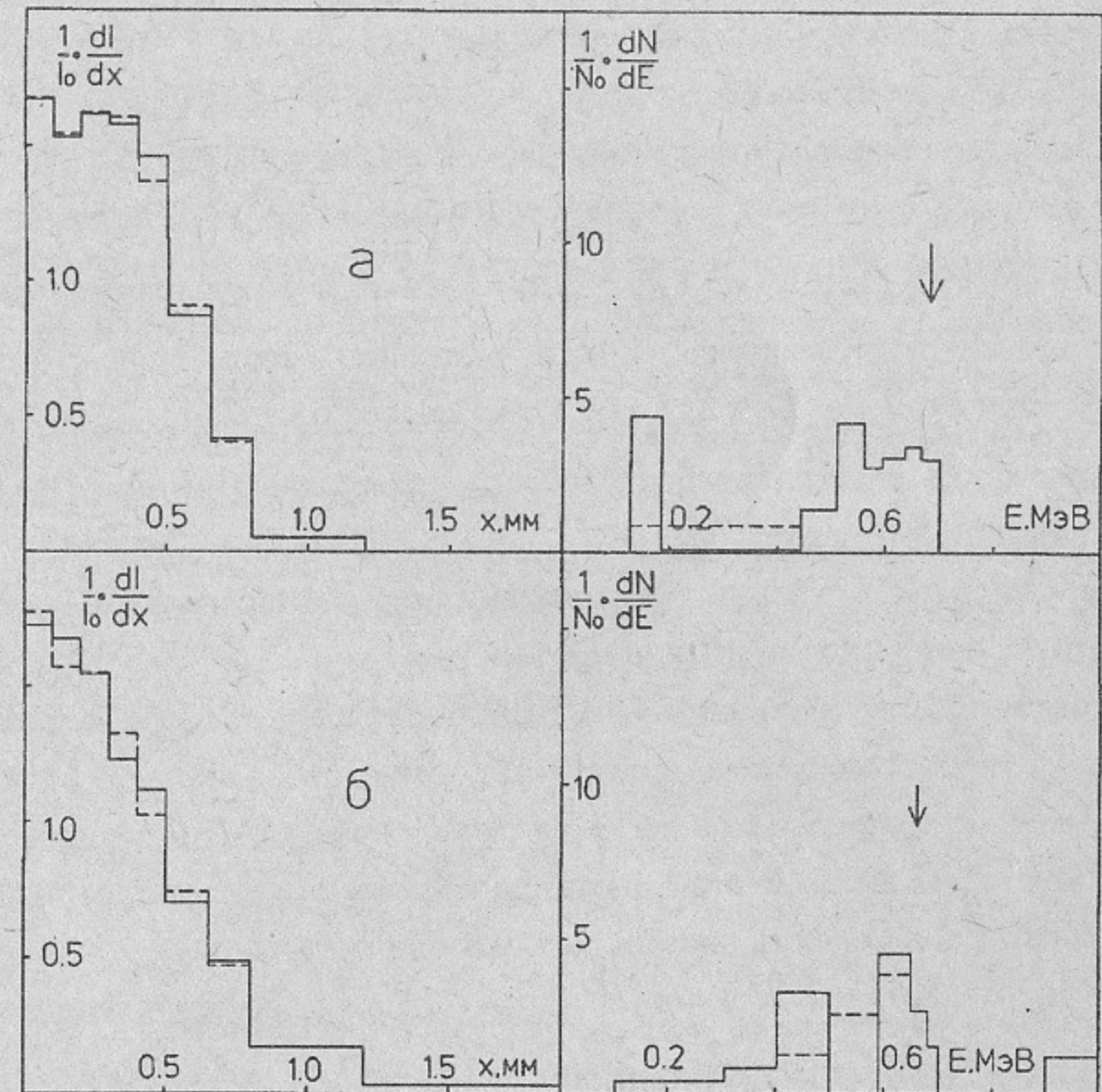


Рис. 13. Гистограммы токов и спектры энергий РЭП (МФА на выходе соленоида): а — $U_d = 0.67 \text{ МВ}$; $n_e = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — предплазма (N1264); б — $U_d = 0.66 \text{ МВ}$; $n_0 = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (N1255).

где индексами "1" и "2" помечены величины, вычисленные, соответственно, при $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n_0 = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Заметим, что ранее в экспериментах по измерению спектров субмикросекундных РЭП на установке ИНАР [10, 21] в оптимальном режиме функция распределения электронов по энергиям также была двухпиковой, и потери энергии пучка составляли $\sim 30\%$, а относительное уширение спектра $dE/E \sim 0.2$, что близко к результатам наших измерений.

Для того, чтобы понять, насколько уверенно можно говорить об узкой локализации низкоэнергетичной группы электронов ($dE = 60 \text{ кэВ}$), деформируем спектр так, как показано на рис. 13,а (пунктир — $dE \approx 300 \text{ кэВ}$). Для такого спектра $E_{\text{ср}} = 0.74eU_d$, потери $dQ_b/Q_b = 14\%$. Если для сплошного спектра отличия вычисленных и измеренных токов не превышают $\epsilon_i < \epsilon_6 = 6\%$, то для деформированного ϵ_i возрастает примерно до 20% ($\epsilon_1 = 22\%$, $\epsilon_5 = 17\%$). Отсюда можно сделать вывод, что, скорее всего, ширина низкоэнергетичного пика составляет не более 150 кэВ (при этом $\epsilon_i < 10\%$), а величина потерь составляет 17% . Как видно, величина интегральных по спектру потерь энергии пучка слабо зависит от деталей спектра.

Перейдем к рассмотрению результатов измерения спектра РЭП после его прохождения через газ низкой плотности ($n_0 = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, "вакуумный режим"). Гистограмма измеренных токов, энергетический спектр РЭП на выходе соленоида (сплошные кривые) для $U_d = 0.66 \text{ МВ}$ ($t = 2.5 \text{ мкс}$) и вычисленные по нему токи (пунктир) приведены на рис. 13,б ($l_{\text{ex}} = 78 \text{ мкм}$). В этом выстреле к концу импульса средняя по сечению камеры плотность плазмы по показаниям интерферометра составляла $n_e \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а диамагнетизм плазмы достигал величины $W_{\perp} = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ эВ/см}$ ($\bar{T}_{e\perp} > 100 \text{ эВ}$).

Энергетический спектр пучка в целом в этом случае кажется еще более размытым, чем в случае инжекции пучка в предплазму (рис. 13,а).

В нем можно условно выделить три пика при энергиях около 1, 0.6, 0.45 МэВ. Искусственное слияние двух последних пиков (пунктир на рис. 13,б) приводит к росту ϵ_6 до 25% (для сплошного спектра $\epsilon_i < \epsilon_5 = 8\%$, $\epsilon_6 = 6\%$). Отсюда следует, что, видимо, действительно в диапазоне $E_0 = 0.4—0.7 \text{ МэВ}$ функция распределения имеет два пика.

В пике с $E_0 \approx 1 \text{ МэВ}$ содержится заметное число частиц ($\sim 10\%$) с энергией, существенно превышающей энергию электронов исходного пучка. Наличие этих электронов легко обнаружить, сравнивая токи на 8-ю и 9-ю фольги на рис. 13,б и рис. 13,а (или рис. 11,а). Появление высокоэнергетичных частиц, возможно, связано с какими-то механизмами ускорения электронов пучка в плазме (что также отмечалось в [10]). Средняя по спектру энергия электронов составляет $E_{\text{ср}} = 0.84eU_d$, и формально вычисленные потери энергии пучка практически отсутствуют. Низкая величина потерь энергии пучка при большой ширине спектра, обусловлена, как легко видеть, вкладом ускоренных частиц, в которых содержится $\sim 20\%$ энергии пучка. Не исключено, что этот результат может объясняться неоднородностью распределения по радиусу торможения и ускорения электронов пучка.

Количество и энергию ускоренных частиц в последнем случае можно также независимо определить с помощью следующих рассуждений. На рис. 14 приведена зависимость ослабления тока электронов $\chi(E_0) = \frac{I_9}{I_0}$ от исходной энергии E_0 алюминиевой фольгой толщиной $l = 1310 \text{ мкм}$ (мы брали, как это следует из диодных измерений, $E_0 = 0.9eU_d$). Видно, что зависимость, измеренная в диоде (о—1329), с хорошей точностью совпадает с расчетной (вычисленной по K^*). Отсюда мы получаем калибровку $\chi(E_0)$ для моноэнергетического пучка (см. соответствие вертикальных шкал на рис. 15). При прохождении в плотном газе пучок практически не взаимодействует с образующейся плазмой и зависимость $I_9/I_0(E_0)$ меня-

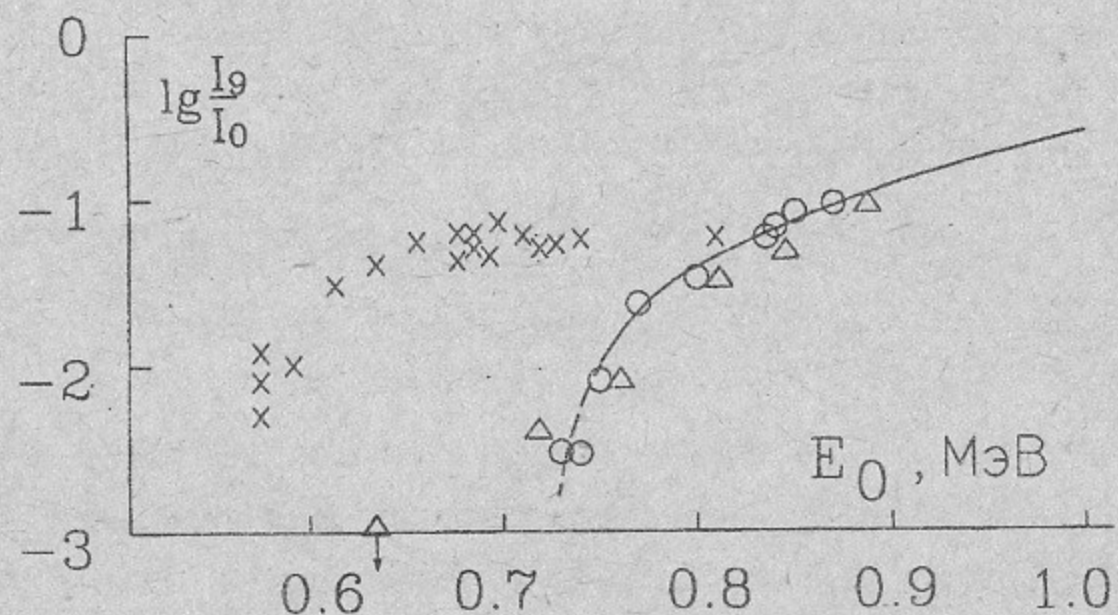


Рис. 14. Зависимость ослабления тока электронов I_9/I_0 алюминиевой фольгой толщиной $l=1310$ мкм от исходной энергии E_0 . Сплошная линия—расчет по K^* . Эксперимент: \circ —измерения в диоде (N1329), Δ —на выходе соленоида при $n_0=2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ (N1259), \times —на выходе соленоида при $n_0=7 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ (N1255).

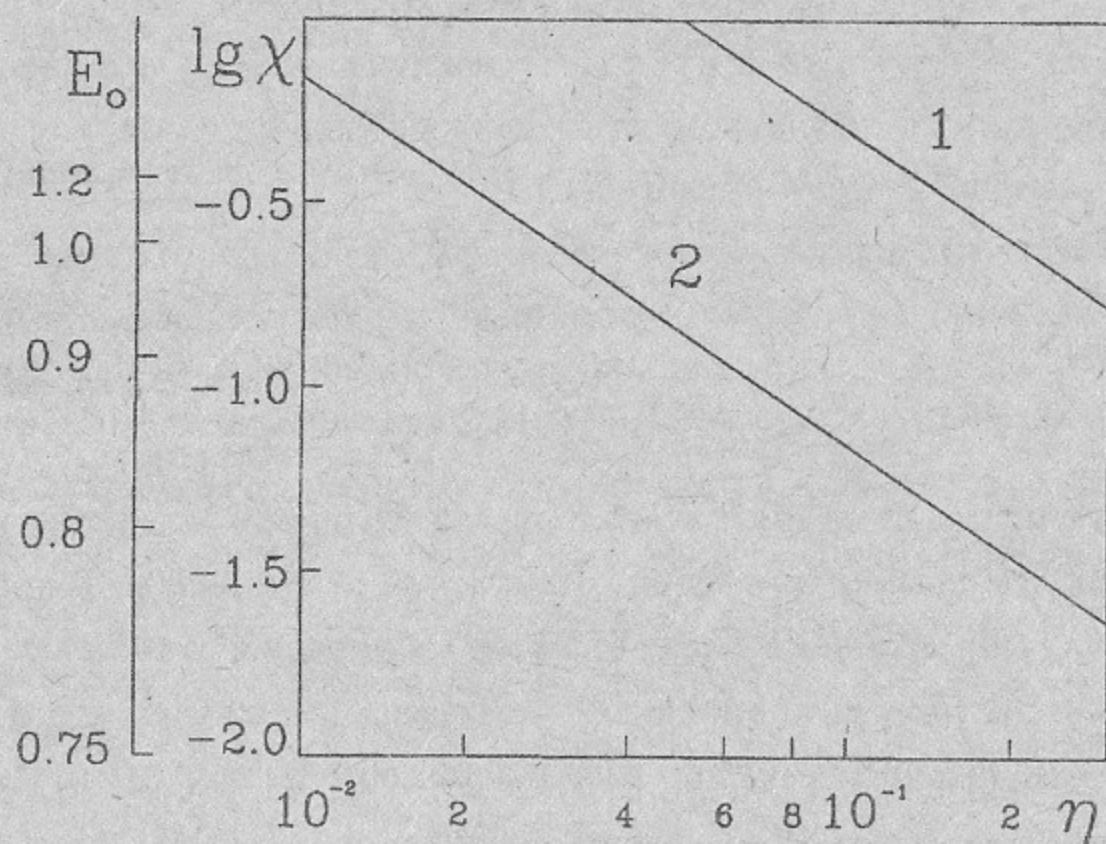


Рис. 15. Зависимость коэффициента ослабления χ ускоренных частиц от их доли в пучке η :
1— $\chi \cdot \eta = 0.05$ ($E = 0.65-0.75$ МэВ); 2— $\chi \cdot \eta = 0.007$ ($E = 0.57$ МэВ).

ется слабо (Δ —N1259). Напротив, для случая прохождения пучка в “вакууме” (\times —N1255) 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

$$\frac{I_9}{I_0} = (1-\eta) \cdot E_0 + \eta \cdot \chi(E_{\text{уск}}), \quad (8)$$

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, соответственно, значения $E_{\text{уск}}$), как показано на рис. 15 для двух характерных значений I_9/I_0 : 0.05 при $E_0 = 0.7$ МэВ и 0.007 при $E_0 = 0.57$ МэВ. Видно, что, например, при $\eta \sim 0.1$ энергия $E_{\text{уск}} \approx 2E_0$ (при $E_0 = 0.7$ МэВ $\eta_{\text{min}} = 0.05$ и $E_{\text{уск}} > 2E_0$). Доля энергии в ускоренных элект-

ронах в этом случае $\frac{\eta \cdot E_{\text{уск}}}{(\eta - 1) \cdot E_0} \sim 0.2$. Подчеркнем еще раз, что описанный эффект регистрируется при конкретном значении плотности исходного газа ($n_0 \sim 10^{13}$ см $^{-3}$), на оси пучка ($dR/R_0 \sim 0.05$) и в ограниченном отрезке времени ($dt \approx 1$ мкс, $dE_0 \approx 150$ кэВ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, измерение энергетического спектра 100—килоджоульного 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 ($n_0 \sim 10^{16}$ 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. Сеницкого за полезные обсуждения и помощь в проведении расчетов, В.С. Койдана и Д.Д. Рютова за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. ВАНТ, Серия: Термоядерный синтез, 1978, вып. 1—2, с.96.
2. Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S. et al. Int. Conf. on Plasma Physics, New Delhi, India, 1989, p.969.
3. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Chikunov V.V. et al. Proc. of 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, USSR, 1990, v.1, p.14.
4. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I. Proc. of 13th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, v.2, p.436.
5. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. Физика плазмы, 1990, т.16, в.12, с.1447.
6. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I., Nikiforov A.A. Proc. of 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, USSR, 1990, v.1, p.241.
7. Дергобузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А., Ягушкин М.И. ПТЭ, 1975, N1, с.29.
8. Frederikson A.R. Woolf S. IEEE, 1981, p.4186.
9. Аржанников А.В., Астрелин В.Т. ПМТФ, 1979, N6, с.4.
10. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. Proc. of Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, Contributed Papers, 1980, v.1, p.74.
11. Архипов О.В., Бобылева Л.В., Бруданин В.Б. и др. Сообщения ОИЯИ Р9-90-162, Дубна, 1990.

12. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. ЖТФ, 1990, т.60, вып.10, с.48.
13. Абрашитов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др. ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.4, с.1324.
14. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. ЖТФ, 1990, т.60, вып.3, с.172.
15. Burmasov V.S., Chikunov V.V., Knyazev B.A. et al. Proc. of 18th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Swansea U.K., 1987, v.3., p.552.
16. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. УФН, 1970, т.102, с.345.
17. Широков Ю.П., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980, с.444.
18. Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, Наука, 1972.
19. Яловец А.П. Известия ВУЗов. Физика, 1979, N9, с.67.
20. Доклад 37 МКРЕ. Тормозная способность электронов и позитронов. - ред. Кеирим-Меркус И.Б., М.: Энергоатомиздат, 1987.
21. Arzhannikov A.V., Burmasov V.S., Koidan V.S. et al. Int. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, Proc. Invited Papers, 1984, v.1, p.285.

*Б.А. Князев, П.И. Мельников, А.А. Никифоров,
В.В. Чикунов*

Измерение энергетического спектра
мощного микросекундного РЭП
в пучково-плазменных экспериментах
многофольговым анализатором

Ответственный за выпуск: С.Г. Попов

Работа поступила 25 июня 1991 г.

Подписано в печать 26.06 1991 г.

Формат бумаги 60 × 90 1/16. Объем 2,8 печ.л., 2,3 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 66.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск, 90.