

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 447

13-88-575

А.Л.Беляев, М.Ф.Шабашов, А.Л.Шишкин

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ ДАТЧИКИ
ПРОТОННОГО ПУЧКА ФАЗОТРОНА ОИЯИ

1988

Впервые явление вторичной эмиссии электронов из твердых материалов под действием ионизирующего излучения было использовано для диагностики пучков в 1955 году^{1/}. С тех пор вторично-эмиссионные (ВЭ) мониторы завоевали всеобщее признание и используются практически на всех ускорителях мира. Это обусловлено высокими эксплуатационными характеристиками, технологической простотой и доступностью таких детекторов.

Ниже описываются конструкции и принцип работы ВЭ-датчиков внутреннего и выведенного протонных пучков фазотрона ОИЯИ.

ВЭ-МОНИТОР ЦИРКУЛИРУЮЩЕГО ПРОТОННОГО ПУЧКА

Датчик содержит эмиттер 2 (рис.1) в виде тонкой металлической фольги, натянутой на изолированную вилку 6, коллекторы 3 и 4. Вилка закреплена под углом 45° относительно оси пучка на массивной болванке 7, предназначенной для перехвата пучка. В свою очередь, болванка и коллекторы смонтированы на несущих пластинах 1-1 головки пробника № 3 с помощью винтов 9. Для этой цели несущие пластины имеют продольные пазы 1-4, а для отсчета расстояния между эмиттером и бол-

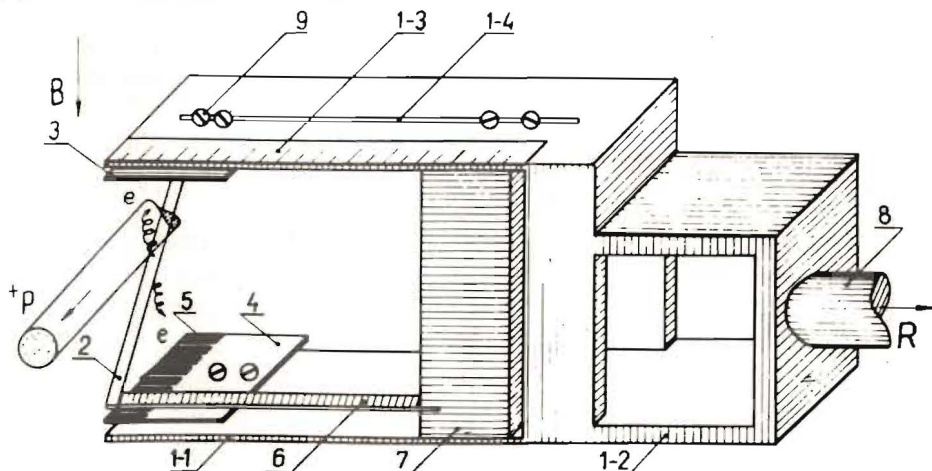


Рис.1. Конструкция вторично-эмиссионного монитора циркулирующего пучка протонов.

Восстановлено по рисунку
 из архива ЦИО
 БИБЛИОТЕКА

ванкой — линейку 1-3. Головка пробника снабжена также камерой 1-2, в которой размещены разъемы и необходимая электроника. Перемещение головки пробника вдоль радиуса обеспечивается штоком 8.

При взаимодействии протонов с фольгой из нее эмитируют электроны. Часть из них возвращается обратно на эмиттер, остальные дрейфуют по магнитным силовым линиям на коллекторы, один из которых — сплошной, другой (4 на рис.1) — дифференциальный, содержащий 14 электродов (5) шириной по 3,5 мм и с шагом 4 мм. Размер эмиттера по высоте — 56 мм.

Толщина и радиальный размер эмиттера должны быть минимально возможными. В наших экспериментах использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 мкм, или, с учетом угла наклона эмиттера, 2,1 мг/см². В этом случае ионизационные потери энергии протонов в материале эмиттера за одно прохождение (ΔE , см. табл.) составляют приблизительно одну треть от среднего набора энергии за оборот начиная с радиусов 130 ÷ 135 см (т.е. при кинетической энергии протонов $W_p > 130$ МэВ). Ширина эмиттера варьировалась в диапазоне от 1 до 3,5 мм.

Учитывая, что выход ВЭ-электронов пропорционален тормозной способности протонов в материале фольги^{1/2'}, связь между током $I_p(R)$ циркулирующего пучка протонов на радиусе R и сигналом с фольги $I_k(R)$ можно описать выражением

$$I_p(R) = a I_k(R) (dE/dX) n(R), \quad (1)$$

где (dE/dX) — тормозная способность протонов; $n(R)$ — параметр, характеризующий среднюю кратность прохождения пучка через эмиттер; a — градуировочный коэффициент, включающий в себя коэффициент ВЭ.

Зная величину $n(R)$, можно на основании измерений $I_k(R)$ определить изменения тока пучка в процессе ускорения.

Проанализируем движение протонов по радиусу с учетом их многократного рассеяния и ионизационных потерь в материале эмиттера.

В случае, если ионизационные потери отсутствуют, а темп набора энергии в диапазоне взаимодействия протона с фольгой меняется слабо, перемещение частицы по радиусу X_r описывается так:

$$X_r = (i-1)V(R)/F(R) + A_0 \sin[2\pi Q_r(i-1) + \phi_0], \quad (2)$$

где $V(R)$ — скорость движения протона за счет набора энергии; $F(R)$ — частота ускоряющего ВЧ-поля; Q_r — частота радиальных бетатронных колебаний; A_0 и ϕ_0 — соответственно начальная амплитуда и фаза бетатронных колебаний, i — текущий номер оборота протона в выбран-

ном диапазоне взаимодействия; диапазон взаимодействия частицы с фольгой — $(R_0 - 2A_0) \leq X_r \leq (R_0 + d + 2A_0)$, где R_0 — радиус, на котором располагается передняя (по отношению к наплывающему пучку) кромка фольги; A_0 — конечная амплитуда колебаний протона после всех его взаимодействий с эмиттером.

Первый член выражения (2) характеризует энергетическое движение частицы, второй — колебательное.

Моделирование процесса рассеяния производилось на ЭВМ методом Монте-Карло, при этом для каждого i -го оборота по формуле (2) рассчитывалась координата частицы. В случае попадания протона в эмиттер разыгрывалась амплитуда рассеяния a_j , а затем вычислялись новые амплитуда A_j и фаза ϕ_j , связанные с предыдущими параметрами соотношением

$$A_j \sin[2\pi Q_r(i-j) + \phi_j] = A_m \sin[2\pi Q_r(i-m) + \phi_m] + a_j \sin[2\pi Q_r(i-j)], \quad (3)$$

где j — текущий, а m — предыдущий номера оборотов, во время которых произошло взаимодействие протона с фольгой; A_m и ϕ_m — соответственно, амплитуда и фаза колебания частицы после предпоследнего столкновения. Величины a_j распределены по нормальному закону с нулевым средним и среднеквадратичным отклонением σ_r^2 :

$$\sigma_r^2 = \langle a_r^2 \rangle = (\langle \theta^2 \rangle / 2) (R/Q_r)^2, \quad (4)$$

где $\langle \theta^2 \rangle$ — среднеквадратичный угол многократного рассеяния, рассчитываемый по формуле Бете — Ашкина (см., например, ^{3,4'}).

Моделирование показало, что средняя кратность прохождения протонов через фольгу эмиттера, начиная с малых радиусов ($R > 30$ см), вычисляется следующим образом:

$$n(R) = d \times F(R) / V(R); \quad (5)$$

здесь d — радиальный размер фольги. Качественно данный вывод объясняется тем, что средний шаг радиального перемещения пучка в фазотроне много меньше амплитуды колебания и размера эмиттера, в результате чего протон за время пересечения диапазона взаимодействия успевает пройти через все фазы колебательного процесса, и, таким образом, при интегрировании кратности колебательный член исключается.

Ионизационные потери энергии протонов приводят к сдвигу центра орбиты протона на величину Δr :

$$\Delta r = (\Delta E / 2 W_p(R)) (R/Q_r^2). \quad (6)$$

Для частиц, не "выпадающих" из ускорения, кратность вычисляется по формуле (5). Суммарный сдвиг центра орбиты $\Delta r \times n$ за счет многократного взаимодействия с фольгой, начиная с $R = 130$ см, не превышает 2 мм для $d = 3,5$ мм, а для $d = 1$ мм этот сдвиг меньше 1,5 мм, начиная с радиуса 80. На выводных радиусах суммарный сдвиг для указанных фольг, соответственно, не превышает 1,1 и 0,3 мм, что сравнимо, а для $d = 1$ мм — значительно меньше средних амплитуд бетатронных колебаний. Приведенные оценки дают основания надеяться, что фольга указанных размеров не вызывает заметных потерь циркулирующего пучка. В качестве косвенных подтверждений данного высказывания приведем следующие факты:

а) на гамма-мониторе, регистрирующем рассеянное излучение, генерируемое потерянными протонами, при работе с фольговым датчиком для $R > 130$ см заметен лишь один пик потерь, связанный с разрушением пучка болванкой-гасителем, отстоящей от эмиттера на 12 см;

б) сигнал от пикап-электродов фазотрона^{5/}, расположенных на радиусах $R > 180$ см, не искажается при вводе фольги в зону действия указанных индукционных датчиков.

Другой возможный путь определения $n(R)$ заключается в анализе зависимости величины сигналов на электродах дифференциального коллектора. Поскольку заряд на электродах интегрируется, указанная зависимость может быть представлена в виде суперпозиции n распределений, каждое из которых интерпретируется как распределение протонов по вертикали после i -го прохождения пучком фольги эмиттера.

Это утверждение поясняется графиками на рис.2. При первом прохождении пучка через эмиттер распределение электронов, собранных на электродах дифференциального коллектора, будет повторять первоначальный размер пучка по вертикали (рис.2а) со среднеквадратичным отклонением $\sigma_1^2 = \sigma_0^2$ и средним положением Z_0 .

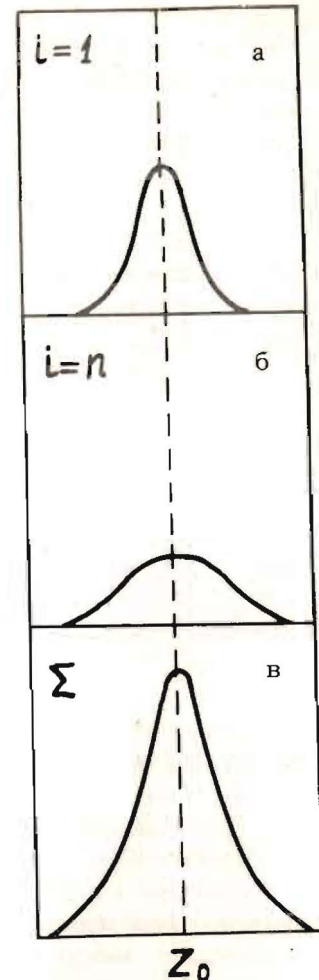
Из-за многократного кулоновского рассеяния протонов на ядрах фольги эмиттера пучок уширится. Поэтому после следующего пересечения пучком эмиттера на первое распределение электронов наложится второе с тем же средним значением Z_0 , но новым среднеквадратичным отклонением σ_2^2 :

$$\sigma_2^2 = \sigma_0^2 + \sigma_z^2, \quad (7)$$

$$\sigma_z^2 = (\langle \theta^2 \rangle / 2)(R / Q_z)^2, \quad (8)$$

где Q_z — частота вертикальных бетатронных колебаний.

Рис.2. Распределения величин сигналов на электродах дифференциального коллектора монитора циркулирующего пучка: а) при однократном прохождении неискаженного фольгой пучка; б) при однократном прохождении пучка протонов после n пересечений им фольги эмиттера; в) суммарное распределение сигналов после всех пересечений пучком эмиттера.



После n -го прохождения эмиттера вертикальное распределение пучка (рис.2б) будет характеризоваться средним значением Z_0 и среднеквадратичным σ_n^2 :

$$\sigma_n^2 = \sigma_0^2 + (n - 1)\sigma_z^2. \quad (9)$$

Положим первоначальное распределение пучка по вертикали нормальным. В этом случае все последующие распределения будут также нормальными, а суммарное распределение сигналов на электродах (рис.2в) после n прохождений примет вид

$$\Phi_n(z) = A \sum_{i=1}^n \phi_i(z, z_0, \sigma_i^2). \quad (10)$$

$$\phi_i(z, z_0, \sigma_i^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_i^2}\right]. \quad (11)$$

где величина σ_i^2 вычисляется по формуле (9); A — нормировочный множитель. Из условия нормировки

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_n(z) dz = 1,$$

следует, что $A = 1/n$. Дисперсия σ_Σ^2 распределения $\Phi_n(z)$ определяется по формуле (12):

$$\sigma_\Sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = \sigma_0^2 + \frac{(n-1)}{2} \sigma_z^2. \quad (12)$$

Таблица

R, см	W _p , МэВ	ΔE, кэВ	α, рад	Q _z	σ _z , мм	Q _r	σ _r , мм
130	128,1	9,9	2,94E-04	0,240	1,59	1,104	0,35
140	151,2	9,0	2,48E-04	0,261	1,33	1,122	0,31
150	177,3	8,0	2,11E-04	0,259	1,22	1,146	0,28
160	206,5	7,2	1,81E-04	0,273	1,06	1,166	0,25
170	238,7	6,6	1,56E-04	0,296	0,90	1,181	0,23
180	274,1	6,1	1,36E-04	0,322	0,76	1,177	0,21
190	312,3	5,7	1,20E-04	0,328	0,70	1,200	0,19
200	353,7	5,4	1,06E-04	0,311	0,68	1,206	0,18
210	398,1	5,1	9,51E-05	0,278	0,72	1,208	0,17
220	444,7	4,8	8,56E-05	0,228	0,83	1,204	0,16
230	492,2	4,6	7,79E-05	0,241	0,74	1,183	0,15
240	539,8	4,4	7,15E-05	0,231	0,74	1,161	0,15
250	586,9	4,3	6,62E-05	0,218	0,76	1,128	0,15
260	632,9	4,2	6,18E-05	0,277	0,58	1,068	0,15
270	679,2	4,1	5,79E-05	0,156	1,00	1,108	0,14

В случае, если фазовые потери пучка отсутствуют, для экспериментальной оценки σ_0^2 и n достаточно провести измерения вертикальных распределений с фольгами разной радиальной ширины, оценить дисперсию распределений и по разностной методике, используя выражение (12), рассчитать искомые параметры.

Эти же величины можно получить аппроксимацией экспериментального распределения выражениями (10) — (11), производя подбор параметров методом наименьших квадратов, например, с помощью программы FUMILI.

В таблице приведены результаты расчетов $\alpha = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} / 2$, ΔE, σ_z , σ_r для различных радиусов, а также данные по величинам частот вертикальных Q_z и радиальных Q_r бетатронных колебаний, взятые из работ^{6,7/}.

Измерения вертикального распределения производились с помощью электроники^{8/}. Блок-схема этой аппаратуры показана на рис.3.

Сигналы с электродов коллектора через аналоговый коммутатор К поступают на электрометрический усилитель ЭУ. Сопротивление в цепи обратной связи R_{oc} определяет чувствительность усилителя. Так, при $R_{oc} = 1 \text{ ГОм}$ току на входе усилителя 1 пА соответствует потенциал на выходе 1 мВ. Время интегрирования входного тока около 100 мс.

Выходной сигнал подается непосредственно на вход Y координатного самописца. По сигналу "Пуск" от блока управления коммутатор подключает к усилителю тестовый сигнал, а затем с интервалом в ~ 2 с — последовательно один из 15 входов, к которым подключены измерительные электроды.

Результаты измерений положения керна пучка $Z_0(R)$ относительно геометрического центра пробника № 3 показаны на рис.4. Измерения проводились два раза с эмиттером толщиной по пучку 2,1 мг/см² и радиальным размером $d = 3,4$ мм.

Полученные данные обрабатывались программой FUMILI, при аппроксимации вычислялись параметры $Z_0(R)$ и $\sigma_\Sigma(R)$ (рис.5), затем результаты обеих серий измерений усреднялись между собой. На рис.4,5 приведены средние значения и величины размаха. Основная ошибка $Z_0(R)$ определяется неточностью механической установки датчика с помощью пробника. По результатам измерения положения керна можно судить о том, что данная погрешность по всем указанным радиусам не превышает ± 2 мм. На рис.4 не учтены систематические отклонения центра пробника относительно центра магнитной системы, т.к. по имеющимся данным они достаточно малы и сравнимы с ошибкой измерений.

На основании представленных данных можно утверждать, что пучок протонов при ускоре-

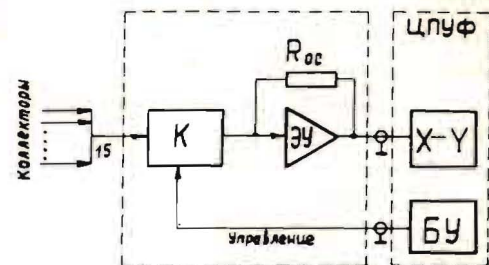


Рис.3. Блок-схема аппаратуры для измерения сигналов с многоэлектродных датчиков.

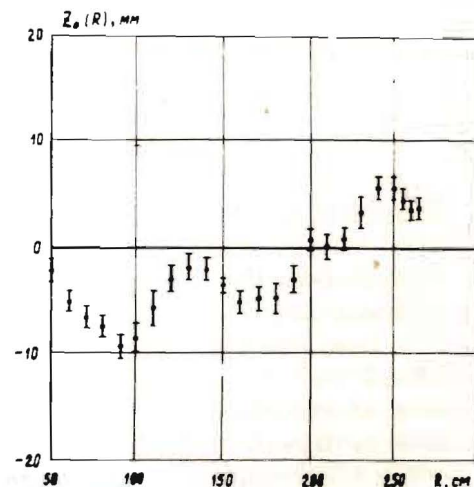


Рис.4. Зависимость положения керна пучка $Z_0(R)$ от радиуса.

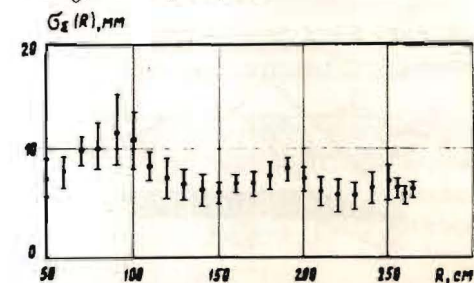


Рис.5. Зависимость суммарного среднеквадратичного отклонения $\sigma_\Sigma(R)$ распределения величин сигналов на дифференциальном коллекторе.

нии для $R > 50$ см не должен касаться конструкций ускоряющей ВЧ-системы с апертурой 100 мм.

Экспериментально установлено, что измерения с тонкопленочным эмиттером возможно проводить при среднем токе внутреннего пучка на выводных радиусах $0,3 \pm 0,4$ мкА с частотой импульсов тока 23,3 Гц и длительностью ~ 60 мкс. Кратность прохождения пучка через фольгу шириной $d = 3,5$ мм оценивается величиной около 120. При этом температура эмиттера была меньше температуры плавления алюминия и, по-видимому, меньше 500°C , т.к. сигналы с эмиттера и коллекторов не менялись со временем. Этот факт дает основание настаивать на стабильности коэффициента эмиссии электронов из фольги, что, как известно,^{19/} происходит при температурах эмиттера вплоть до $500^\circ\text{C} \pm 600$ C. В связи с тем, что необходимое снижение интенсивности можно обеспечить уменьшением в 10 раз частоты циклов ускорения, фольговый датчик позволяет проводить исследования циркулирующего пучка практически при номинальных импульсных параметрах фазотрона.

ДАТЧИК ВЫВЕДЕННОГО ПУЧКА ФАЗОТРОНА

Схематично конструкция измерителя представлена на рис.6. Датчик расположен внутри вакуумной камеры фазотрона перед выпускным окном. При пересечении пучком эмиттеров 1, изготовленных из алюминиевой фольги толщиной по пучку $2,1$ мг/см², из них вылетают вторичные электроны, часть которых стекает по магнитным силовым линиям на интегральные 2 и дифференциальные 3 и 4 коллекторы.

Ток с интегральных коллекторов через переменное сопротивление нагрузки в 20 кОм \div 60 кОм подается на вход цифрового вольтметра и служит мерой величины интенсивности выведенного протонного пучка.

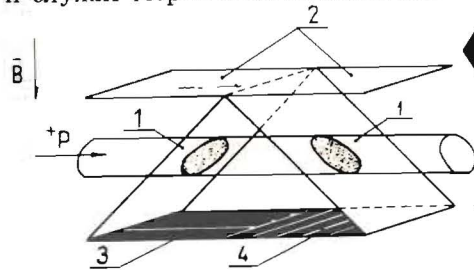


Рис.6. Схема датчика выведенного пучка протонов.

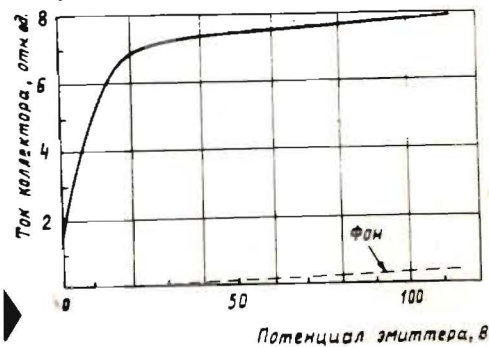
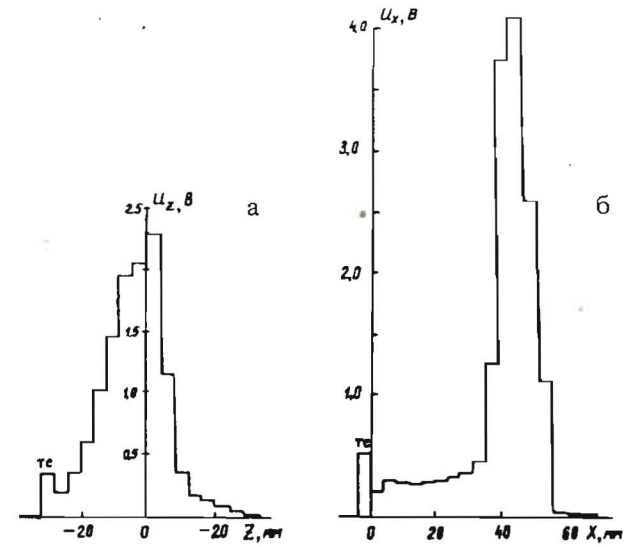


Рис.7. Вольтамперная характеристика датчика выведенного пучка.

Рис.8. Размеры выведенного пучка фазотрона: а) распределение заряда в пучке по вертикали (ось Z); б) распределение заряда в пучке по оси X.



В этом режиме работы на эмиттеры подается потенциал -30 В. Вольтамперная характеристика показана на рис.7. Градуировка датчика производится с помощью калориметра^{10/} или активационных алюминиевых детекторов по реакции $^{27}\text{Al}(p, 3p)^{24}\text{Na}$ с сечением реакции $10,8$ мб. Измерение активности ^{24}Na производилось на полупроводниковом спектрометре НЭОЯСиРХ ЛЯП старшим научным сотрудником А.Ф.Новгородовым.

В отношении калибровки датчика нужно отметить, что между вышеуказанными методиками существует систематическое расхождение результатов определения тока выведенного пучка, при котором калориметр постоянно дает в $1,25$ большее значение тока, чем активационный анализ. Одной из причин расхождения может быть недостаточно корректный учет вклада в показания калориметра продуктов ядерных взаимодействий протонов с воздухом и материалами калориметра. Однако благодаря простоте и оперативности калориметрических измерений чаще для текущей проверки использовался калориметр.

Профиль выведенного пучка измерялся с помощью аппаратуры, блок-схема которой показана на рис.3. В этом режиме эмиттеры заземлялись с целью исключения влияния на результаты замеров скрещенных электрического и магнитного полей, поскольку датчик располагался в спадающем магнитном поле.

Результаты измерения сечения выведенного протонного пучка фазотрона представлены на рис.8. Чувствительность описываемой аппаратуры позволяет проводить измерения тока и профилей при интенсивности выведенного пучка выше $0,05$ мкА.

В заключение авторы выражают признательность В.В.Кольге, Л.М.Онищенко и Н.Г.Шакуну за полезные дискуссии и советы при подготовке данной работы, А.В.Богомолу за разработку универсальной головки к пробнику № 3, а также М.С.Кузнецовой за изготовление рисунков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tautfest G.W., Feheter H.R. – *Rev.Scient.Instrum.*, 1955, v.26, N.2, p.229.
2. Mackenzie G.H. – *IEEE Trans.Nuc.Science*, NS-24, N.3, 1977, p.1754.
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Атомиздат, т.1, с.303.
4. Штернхеймер Р. – В сб.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц. М.: ИЛ, 1963, с.9.
5. Денисов Ю.Н. и др. ОИЯИ, 9-86-295, Дубна, 1986.
6. Аленцкий Ю.Г. и др. ОИЯИ, P9-81-664, Дубна, 1981.
7. Заплатин Н.Л. и др. ОИЯИ, P9-85-256, Дубна, 1985.
8. Денисов Ю.Н. и др. – В сб.: Труды X-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Д9-87-105, Дубна: ОИЯИ, 1987, т.1, с.56.
9. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
10. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, 9-87-322, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1.2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1.2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
D17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.