

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С342а

В-19

18/VI-73

P16 - 7036

2233/2-73

Б.В.Василишин, Л.Н.Зайцев, И.М.Петоян

МЕТОД РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ПРОТОНОВ
ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА
С МИШЕНЯМИ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P16 - 7036

Б.В.Василишин, Л.Н.Зайцев,* И.М.Петоян*

МЕТОД РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ПРОТОНОВ
ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА
С МИШЕНЯМИ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

* Московский инженерно-физический институт.

Прогнозирование радиационной обстановки вокруг действующих ускорителей связано с получением функций распределения потерь частиц по периметру вакуумной камеры. Суммарная функция распределения потерь частиц за цикл может быть представлена в виде /1/

$$S_0(\xi) = S_1(\xi) + S_2(\xi), \quad /1/$$

где $S_1(\xi)$ и $S_2(\xi)$ - соответственно функции распределения потерь частиц после взаимодействия с мишенью и в процессе ускорения; $\xi = \{\vec{R}, \vec{p}\}$ - координата фазового пространства / \vec{R} - радиус-вектор, \vec{p} - импульс первичных или вторичных частиц/.

Для формирования источников излучения при различных режимах работы ускорителя необходимо отдельно знать потери в процессе ускорения и после взаимодействия с мишенями *. Моделируя на ЭВМ траектории движения частиц, выбывших из режима ускорения или вылетевших из мишеней, можно определить азимут столкновения частиц со стенками вакуумной камеры.

Однако решение этих задач сопряжено со значительными трудностями как из-за недостатка исходной информации /например, количественных характеристик, возмущающих сил при ускорении/, так и в методическом отношении /из-за больших затрат времени на ЭВМ/. Раифт /2/ вычислил функцию $S_1(\xi)$ для небольших расстояний от мишени и сравнил с измеренными потоками вторичных частиц /3/. Функция $S_2(\xi)$ не получена расчетным путем. Она была оценена экспериментально в работе /4/. В настоящей работе рассматривается методика вычисления

* Имеются в виду любые элементы, с которыми могут взаимодействовать ускоренные частицы: мишени, магниты, заслонки и т.п.

функции $S_i(\xi)$ на больших расстояниях от мишени и проводится ее оценка для синхрофазотрона ОИЯИ.

Суть метода заключается в следующем. На произвольную мишень с атомным весом A нормально к ее поверхности падают ускоренные протоны с равновесным импульсом p_0 . Образовавшиеся в мишени вследствие каскадно-испарительных процессов вторичные частицы имеют на ее поверхности спектрально-угловое распределение $N_i(\xi_0)$, где ξ_0 - координата фазового пространства источника излучения; i - сорт частиц: протоны, нейтроны, пионы и т.д.

Пусть $f_i(\xi, \xi_0)$ - решение уравнений движения заряженной частицы в магнитном поле вида

$$F_i(\xi, \xi_0) = N(\xi_0). \quad /2/$$

Тогда функция распределения потерь имеет вид

$$S_i(\xi) = \iint f_i(\xi, \xi_0) d\xi_0. \quad /3/$$

В такой постановке даже численное решение уравнений движения весьма сложно и трудоемко.

Задача упрощается, если вместо /2/ решать уравнение типа

$$F_i(\xi, \xi_0) = \delta(\xi - \xi_0). \quad /4/$$

Решение /4/ $f^*(\xi, \xi_0)$ является функцией Грина для уравнения /1/. Тогда можно записать:

$$S_i(\xi) = \int N_i(\xi_0) f^*(\xi, \xi_0) d\xi_0. \quad /5/$$

Определить функцию распределения потерь протонов /5/ можно несколькими способами:

а/ методом Монте-Карло, моделируя прохождение частиц через мишень с дальнейшим переносом их по ка- мере в соответствии с /4/;

б/ путем замены интеграла /5/ суммой

$$S_i(\xi) = \sum_j N_i(\xi_{0j}) f^*(\xi, \xi_{0j}) \Delta \xi_{0j}. \quad /6/$$

где $N_i(\xi_{oj})$ вычисляется методом Монте-Карло, а $f_i^*(\xi, \xi_{oj})$ - решение уравнений движения для различных ξ_{oj} .

Преимущество первого способа заключается в том, что можно непосредственно получить решение задачи и при этом погрешность вычислений в основном обусловлена статистикой. Однако для каждой "истории" /т.е. значения ξ_{oj} / необходимо решать уравнение /4/, что требует больших затрат машинного времени. В этом случае число историй должно быть не менее $10^4 \div 10^6$, причем время, затрачиваемое на решение /4/, в 1000 раз превышает время розыгрыша ξ_{oj} .

Второй способ позволяет сократить затраты машинного времени приблизительно в 100 раз на непосредственные вычисления $S_i(\xi)$, но требуется предварительный анализ траекторий движения частиц с целью определения предельных значений $\Lambda \xi_{oj}$, при которых получается приемлемая погрешность результатов.

Для синхрофазотрона этим способом был сделан расчет функции распределения потерь протонов после взаимодействия пучка с септумом формагнита системы медленного вывода. Геометрия расчета показана на рис. 1.

Функция $S_i(\xi)$ на больших расстояниях от мишени ($\psi \geq \pi/5$) обусловлена в основном вторичными протонами с импульсами p' /близкими к равновесному/ и вылетающими вперед в узком конусе /1/. Поэтому можно определить трехмерную область, ограниченную предельными значениями углов вылета и импульсами, для которой необходимо вычислить функции

$$N_p(\xi_{oj}) \quad \text{и} \quad f^*(\xi, \xi_{oj}).$$

Для расчета траекторий протонов была использована программа *FORM /5/*, в которой интегрирование полного уравнения движения проводится методом Рунге-Кутты с постоянным шагом.

При движении частицы в прямолинейном промежутке ее траектория определяется в декартовой системе координат, а в квадрантах - в цилиндрической системе коор-

динат. По этой программе были вычислены значения функций $f_p^*(\xi, \xi_{of})$, причем для селтума, расположенного в прямолинейном промежутке /рис. 1/:

$\xi_0 = \{p', a', a'_\perp, x', y', z'\}$ - входные параметры;

$\xi = \{p', a_\Gamma, a_\perp, x, y, z\}$ - выходные параметры

или

$\xi = \{p', a_\Gamma, a_\perp, R, \psi\}$.

Распределение магнитного поля по R внутри каждого квадранта при

$$\frac{\pi}{48} < \psi < \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{48}$$

принималось азимутально однородным. Торцовое поле квадрантов от $\psi = \frac{\pi}{48}$ до ψ /при котором напряженность магнитного поля равна нулю/ задавалось в соответствии с измерениями /6/ при 12300 гаусс. Равновесный импульс в этом поле равен 10,55 Гэв/с.

В целях упрощения задачи вакуумная камера была условно разделена по азимуту на 52 участка длиной по 400 см каждый. Такое количество участков достаточно для оценки радиационного поля вокруг синхрофазотрона /7/. При анализе траекторий движения считалось, что азимут столкновения со стенками камеры находится в пределах участка длиной 400 см. При этом условии были определены: а/ шаг интегрирования уравнений движения, равный 60 см; б/ диапазоны и предельные интервалы для параметров p', a'_Γ и a'_\perp /рис. 2, табл. 1/. Установлено, что можно считать точечным источником, хотя протоны вылетают со всей ее поверхности /см. рис. 4/.

Расчет функции $N_p(\xi_{of}) \rightarrow d^3N/dp da'_\Gamma da'_\perp$ был проведен методом Монте-Карло. При расчетах учитывалось неупругое взаимодействие $\sigma_{in}(Cu) = 850$ мбарн /2/, упругое рассеяние $\sigma_{in}(Cu)_{el} = 510$ мбарн /2/ и иониза-

ционные потери энергии $dE/dx = 13,9 \pm 0,15$ Мэв/см^{1/8/}. Многократным кулоновским рассеянием в данном случае можно было пренебречь, так как средний угол отклонения протона на длине пробега много меньше, чем угол отклонения за счет первых двух процессов взаимодействия.

Спектрально-угловое распределение в нуклон-ядерных взаимодействиях при углах меньше 5° и импульсах вторичных нуклонов больше 6 Гэв/с достаточно хорошо описывается формулой Триллинга-Ракфта^{12/}:

$$\frac{d^2 N}{dp d\Omega} = \left[\frac{A_1}{p_0} \left(1 + \frac{A_4}{1+p} + \frac{1,5 A_4}{1+p_0^2} \right) + \frac{A_2 p}{p_0^2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_p} \right)^2} - \frac{p_0}{p} \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_p} \right)^2} \right\} \right] \times \quad /7/$$

$$\times p^2 \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_p} \right)^2} - \frac{p_0 p}{m_p^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_p} \right)^2}} \right] \times e^{-A_3 p^2 \theta^2}$$

где p_0, p - соответственно импульсы первичного и вторичного нуклонов, Гэв/с; $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ в сферической системе координат может быть выражен через da_{Γ} и da_{\perp} в декартовой системе координат. Для меди $A_1 = 0,855$; $A_2 = -0,712$; $A_3 = 3,759$; $A_4 = 1$; $m_p = 939$ Мэв/с.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния для элементов с атомным весом $A > 62$, полученное аппроксимацией экспериментальных результатов, взято из работы^{19/}:

$$\frac{da_{el}}{d\Omega} = A^{1,33} \exp(60 A^{0,33} t) + 0,4 A^{0,4} \exp(10 t), \quad /8/$$

где $|t| = p_{\perp}^2 = p^2 \theta^2 = p_0 \theta^2$.

Результаты расчета приведены на рис. 3-7. Погрешность результатов определяется в основном статистической ошибкой при вычислении спектрально-углового распределения и составляет 10%. Поскольку это распределение вычислялось в больших интервалах, чем требуется для расчета траекторий при $10,55 \pm 10,35$ Гэв/с, функцию $S_p(\xi)$ в этом диапазоне импульсов можно рассматривать лишь как предварительную оценку с фактором 2. В остальном общая погрешность результатов расчета не превышает 30%.

За большую помощь, советы и замечания авторы благодарят Л.Р.Кимеля, И.Б.Иссинского, В.П.Сидорина, В.Б.Хвостова, В.А.Григорьева, Е.М.Кулакову, В.А.Мохова и О.М.Комочкову.

Литература

1. Л.Н.Зайцев и др. ОИЯИ, Р16-6059, Дубна, 1971.
2. J.Ranft. *Particle Accelerators*, v. 3, p. 129 (1972).
3. W.S.Gilbert et al. UCRL-17941, p. 53, 1968.
4. В.Я.Гвоздев и др. ОИЯИ, Р16-6433, Дубна, 1972.
5. Б.В.Василишин и др. ОИЯИ, Б1-9-6536, Дубна, 1972.
6. Е.А.Дементьев и др. ОИЯИ, Р-2818, Дубна, 1966.
7. Л.Н.Зайцев и др. ОИЯИ, Р16-6185, Дубна, 1972.
8. R.M.Sternheimer. *Phys.Rev.*, 118, No.4, 1045-8, 1960.
9. R.L.Belletini et al. *Nucl.Phys.*, v.3, p. 609, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1973 года.

Таблица
 Диапазоны импульсов и углов p' , α' и α'_L ,
 принятые в расчете

Диапазон p' , Гэв/с	Диапазон α'_r	Диапазон $ \alpha'_L $, минут	$\Delta p'$, Мэв	$\Delta \alpha'_r$, минут	$\Delta \alpha'_L$, минут
10.55+10.50	$-3^\circ + -1^\circ 30' + 1^\circ 30'$ $- 1 + 30$	30	10	10	10 2
10.50+10.45	$-3^\circ + -30' 1^\circ + 1^\circ 30'$ $-30 + 1^\circ$	30	10	10	10 2
10.45+10.40	$-3^\circ + 0^\circ 1^\circ + 1^\circ 30'$ $0^\circ + 1^\circ$	30	10	10	10 2
10.40+10.35	$-3^\circ + 30'$ $30 + 1^\circ 30'$	30	10	10	10 2
10.35+10.00	$-3^\circ + 2^\circ 30'$	40	50	10	10
10.0 + 9.5	$-2^\circ 30' + 3^\circ$	40	100	30	10
9.5 + 9.0	$-2^\circ + 3^\circ 30'$	40	100	30	10
9.0 + 8.5	$-30' + 4^\circ 30'$	40	100	30	10
8.5 + 8.0	$30' + 4^\circ 30'$	50	100	30	10
8.0 + 7.5	$2^\circ + 5^\circ$	50	100	30	10
8.5 + 7.0	$3^\circ 30' + 5^\circ$	60	100	30	10

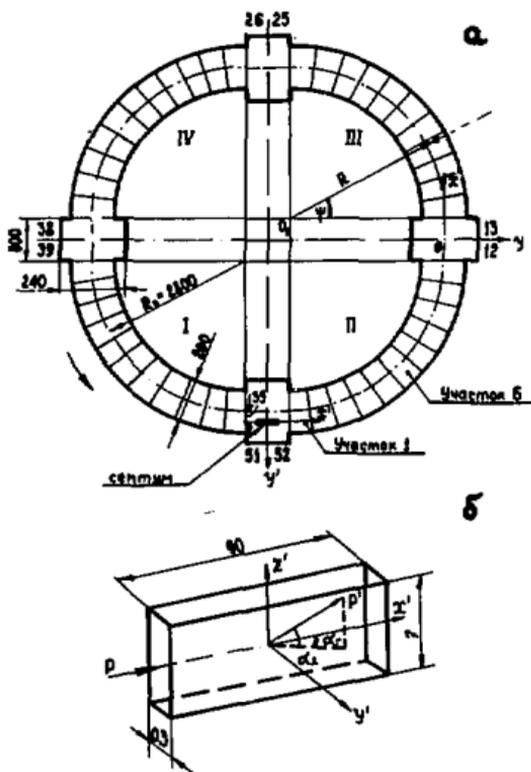


Рис. 1. Геометрия расчетов: а/ схема камеры синхрофазотрона; б/ размеры мишени и входные параметры.

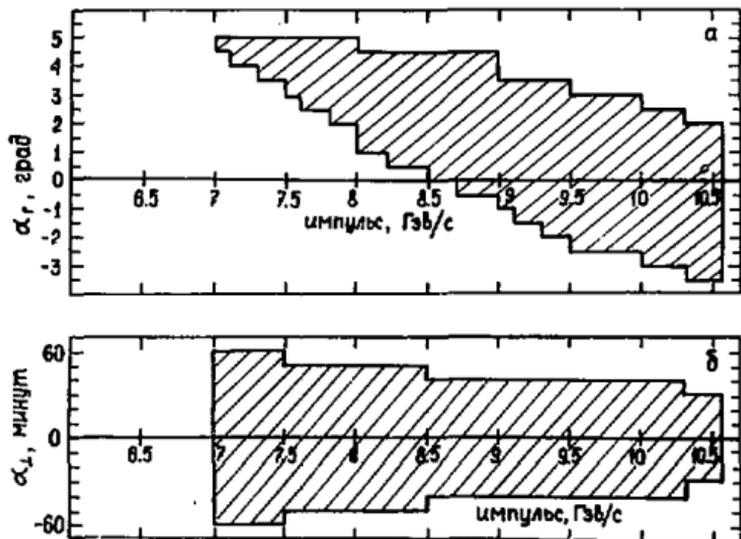


Рис. 2. Трехмерная область параметров p , α_{\perp} , α_T .

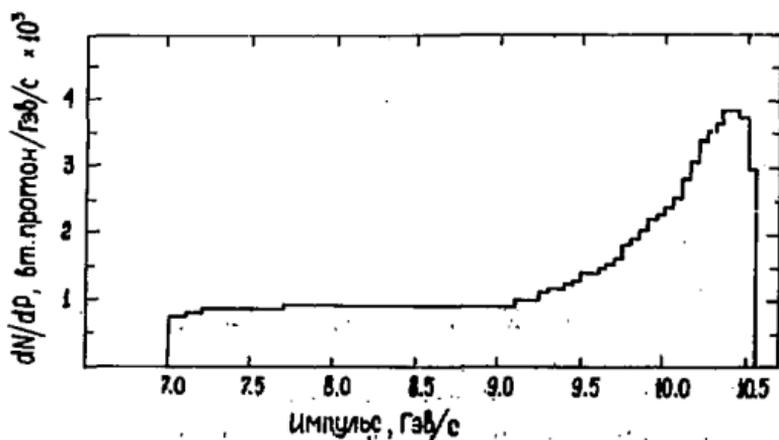


Рис. 3. Спектр вторичных протонов / $7 < p \leq 10,55$ ГэВ/с /, вылетающих в интервале углов $|\alpha_{\perp}| \leq 1^{\circ}$, $|\alpha_T| \leq 5^{\circ}$ на один взаимодействующий протон.

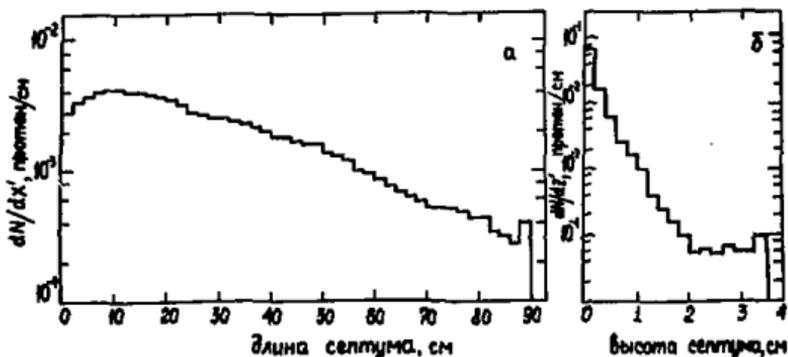


Рис. 4. Линейное распределение вторичных протонов по длине /а/ и высоте /б/ септума на 1 взаимодействующий протон.

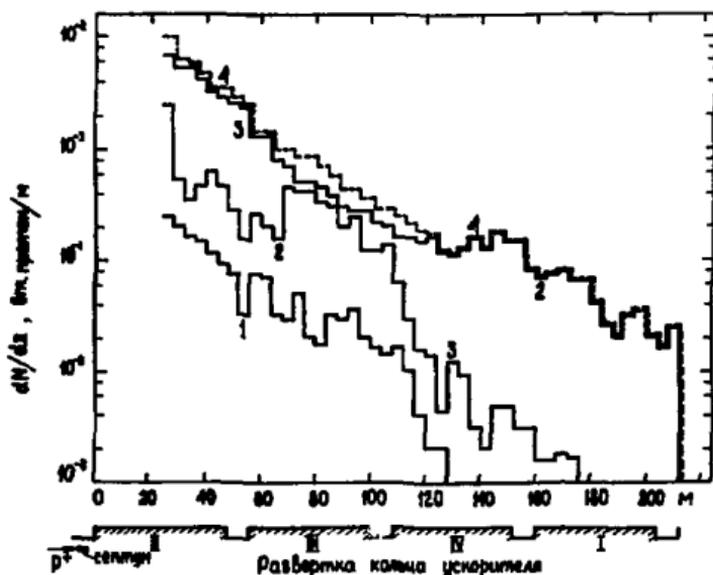


Рис. 5. Распределение потерь протонов по периметру синхрофазотрона: 1 - по наружной стенке; 2 - по внутренней стенке; 3 - по верхней + нижней стенке; 4 - суммарное.

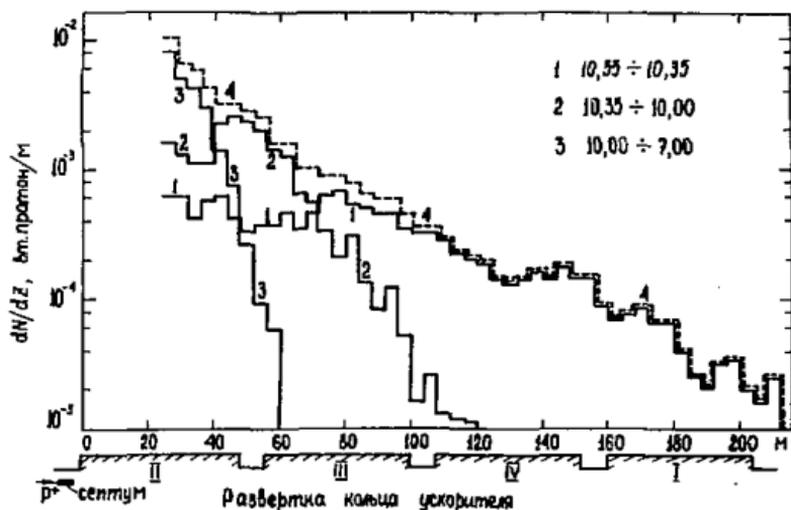


Рис. 6. Распределение потерь протонов по периметру синхрофазотрона для различных интервалов импульсов, ГэВ/с.

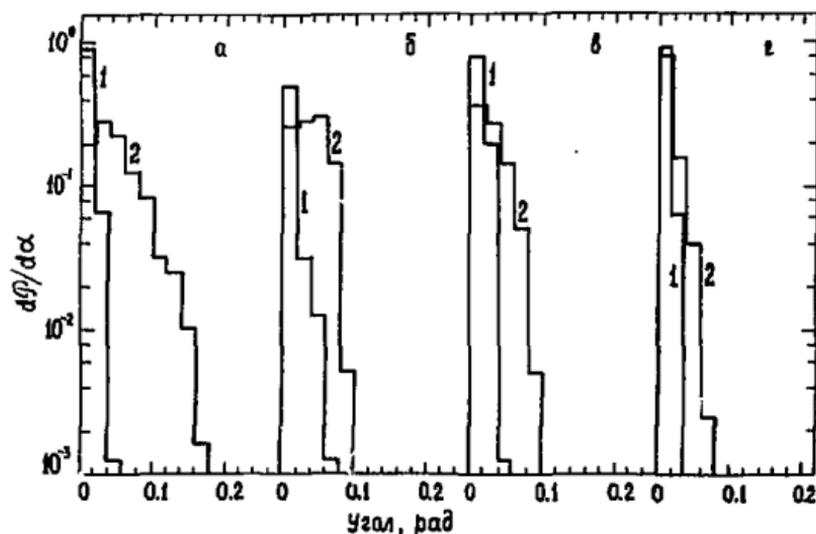


Рис. 7. Усредненное распределение углов входа протонов в наружную стенку камеры /а/÷/г/ - соответственно I ÷ IV квадранты синхрофазотрона; 1 - α_{Γ} , 2 - α_{\perp} .