

14  
H-62  
677



В.А. Никитин, В.А. Свиридов, К.Д. Толстов

P-677

ЗАБРОС ПУЧКА НА МИШЕНИ  
В НЕРАБОЧЕЙ ОБЛАСТИ  
КАМЕРЫ СИНХРОФАЗОТРОНА  
И ОЦЕНКА ПОЛЯРИЗАЦИИ  
В Р-Р-РАССЕЯНИИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 БЭВ

В.А. Никитин, В.А. Свиридов, К.Д. Толстов

P-677

ЗАБРОС ПУЧКА НА МИШЕНИ  
В НЕРАБОЧЕЙ ОБЛАСТИ  
КАМЕРЫ СИНХРОФАЗОТРОНА  
И ОЦЕНКА ПОЛЯРИЗАЦИИ  
В Р-Р-РАССЕЯНИИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 9 БЭВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

6/586  
кф.

Описывается заброс пучка протонов энергии 9 Бэв на мишени, отстоящие на  $\sim 70$  см от центра камеры синхрофазотрона. (Размер камеры по горизонтали 200 см, по вертикали - 40 см).

Сделана попытка оценить с помощью водородной мишени поляризацию в упругом р-р-рассеянии. Для  $\psi$  с.п.м. = (15,4+2,0) поляризация  $P = 0,34 \pm 0,36$ . Большая ошибка обусловлена малой статистикой.

### 1. Заброс пучка на мишень

Облучение протонами синхрофазотрона мишеней, которые должны быть расположены в нерабочей области камеры ускорителя, отличается от облучения подвижных (роторных или плунжирующих) мишеней, расположенных в рабочей области. В наших опытах использовалась жидководородная мишень, которая не была рассчитана (чтобы не чрезмерно усложнять ее конструкцию) на быстрое движение в рабочую область; она была расположена на расстоянии 90 см от оси камеры внутрь кольца ( $R = 2710$  см). Вывести пучок без потерь на этот радиус нельзя, так как здесь показатель спада магнитного поля  $N = -21$  и, следовательно, фокусировка пучка по вертикали отсутствует. Поэтому необходимо забрасывать его на мишень, возбуждая в конце ускорения сильные радиальные колебания. Для этой цели применялась, так называемая мишень - "забрасыватель", которая с помощью плунжирующей мишени вводится в пучок. В "забрасывателе" частицы испытывают ионизационные потери, и их равновесная орбита смещается к внутренней стенке камеры ускорителя, а сами частицы совершают колебания вокруг этой орбиты. Амплитуда колебаний определяется величиной ионизационных потерь и углом многократного рассеяния частицы в "забрасывателе". Этими же величинами задается период колебаний; в нашем случае колебания негармонические, и период сильно зависит от амплитуды.

Ниже приводятся основные элементы расчета толщины "забрасывателя" и его радиальной и азимутальной координаты относительно использованной на опыте водородной мишени. Результаты могут быть применены и к любой другой мишени, по тем или иным причинам, расположенной в нерабочей области камеры ускорителя.

Уравнение радиального движения после прохождения "забрасывателя" можно записать в виде

$$m \frac{d^2 \rho}{dt^2} + F(\rho) = 0$$

$$F(\rho) = F_y - F_n = \frac{m v^2}{R} - \frac{e}{c} \mathcal{H} v \quad (1)$$

Здесь  $v$  - скорость частицы после прохождения "забрасывателя";  $\rho = R - R_0$  - отклонение от равновесной орбиты  $R_0$ ;  $F_y$  и  $F_n$  - центробежная и Лоренцова силы, соответственно,  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 f(R)$  - магнитное поле ускорителя. Для  $E_{\text{колл.}} = 9$  Бэв  $\mathcal{H}_0 \approx 11500$  гаусс.  $f(R)$  - известная функция от  $R$ .

Преобразуем уравнение (1):

$$m \frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{e \mathcal{H} v}{c} \left[ \frac{m v c}{e \mathcal{H}_0} \cdot \frac{1}{R} - f(R) \right] = 0$$

Переменную  $t$  удобно заменить на азимутальную переменную

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{v^2}{R_0^2} \frac{d^2}{d\theta^2}$$

Тогда

$$\frac{d^2 \rho}{d\theta^2} + R_0 \left[ \frac{m v c}{e \mathcal{H}_0} \cdot \frac{1}{R} - f(R) \right] = 0$$

Функция  $\mathcal{G} = \frac{m v c}{e \mathcal{H}_0} \cdot \frac{1}{R} - f(R)$  может быть записана как функция переменной  $\rho$  после выбора равновесной орбиты  $R_0$  (т.е. после выбора  $m v$ ).

Способ определения  $R_0$  иллюстрируется рис. 1, на котором изображены функции  $f(R)$  и  $\frac{m v c}{e \mathcal{H}_0} \cdot \frac{1}{R}$ , причем последняя проведена так, что площади  $S_1$  и  $S_2$  равны. Каждая из этих площадей пропорциональна энергии радиальных колебаний, и поэтому равенство  $S_1 = S_2$  есть условие того, что частица, начав движение с радиуса "забрасывателя"  $R_z$ , достигнет радиуса мишени  $R_{mi}$ .

Точка пересечения графиков функций  $f(R)$  и  $\frac{1}{R}$  указывает искомый радиус равновесной орбиты  $R_0$ . В нашем случае он оказался

равным 2731 см. Теперь из рис. 1 легко получить график функции  $\Phi(\rho)$ . Аналитически она довольно хорошо аппроксимируется выражением

$$\Phi(\rho) = 10^{-3} [3,4 (e^{-0,1262\rho} - 1) - 0,1655\rho]$$

Таким образом, задача свелась к решению нелинейного уравнения второго порядка. Оно допускает решение в квадратурах. Интегралы взяты приближенным методом. Результат представлен на рис. 2. Имея траектории забрасываемых частиц, легко вычислить радиальное распределение пучка, попавшего на водородную мишень, а также оценить его угловой разброс. Расчетные характеристики, в основном, совпали с данными эксперимента (рис. 3,4,5).

Вычисление толщины забрасывателя достаточно точно можно сделать по формуле

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta R}{R} (1-n); \quad n = 0,4; \quad \Delta R = R_1 - R_0$$

В нашем случае ионизационные потери в забрасывателе были 100 Мэв.

Эффективность заброса, т.е. величину  $f = \frac{\text{поток протонов на водородной мишени}}{\text{поток ускоренных протонов}}$  можно вычислить, если решить уравнение вертикального движения забрасываемых частиц для различных углов многократного рассеяния в "забрасывателе"

$$Z'' + \frac{e\mathcal{H}_0}{\mu c} \cdot \frac{n(R) f(R)}{R} Z = 0$$

$$Z'' = \frac{d^2 Z}{dl^2}$$

$dl$  - элемент радиальной траектории частицы,  $n(R)$  - показатель спада поля (см. таблица 1)<sup>x)</sup>. Уравнение решается приближенно (метод Штермера). Показано, что на площадь 100 см<sup>2</sup> забрасывается около 10% частиц, что согласуется с экспериментом.

<sup>x)</sup> Функция  $n(R)$  получена из магнитных измерений на синхрофазотроне (частное сообщение А.Журавлева).

### 11. Оценка поляризации

Известно, что асимметрия  $\mathcal{E}$  в двойном рассеянии связана с поляризациями в первом ( $P_1$ ) и втором ( $P_2$ ) рассеяниях (если оба рассеяния лежат в одной плоскости) соотношением  $\mathcal{E} = P \cdot P_2$ . В качестве первого рассеяния было выбрано рассеяние на водороде на угол  $\psi_{\text{лаб.}} = 3,3^\circ$ . По ряду причин удобнее искать второе рассеяние не рассеянного протона, а протона отдачи. Рассеивателем служили ядра эмульсии. В [1] изучалась поляризация протонов аналогичной энергии ( $\sim 135$  Мэв) при рассеянии на ядрах эмульсии, и значение  $P_2$  в формуле  $\mathcal{E} = P \cdot P_2$  известно. Следовательно, измерив  $\mathcal{E}$  и взяв из [1] значение  $P_2$ , можно вычислить  $P_1$ .

Схема эксперимента приведена на рис. 6. Пучок протонов, циркулирующий в камере ускорителя, с помощью плунжирующей мишени Т забрасывается на жидководородную мишень Н. Протоны отдачи через окно (0,3 мм *Al*) в стенке камеры ускорителя попадают на эмульсионную стопку С, частично закрытую от основного потока фоновых частиц свинцовой защитой.

Конструкция внутрикамерной жидководородной мишени проста: благодаря высокому вакууму в камере ускорителя мишень представляет собой тонкостенный сосуд из нержавеющей стали (толщина окна 0,1 мм), герметически изолированный от пространства камеры и соединенный газоотводящими трубками с атмосферой. Диаметр сосуда 150 мм.

Для оценки вклада фоновых протонов в пучок протонов отдачи проведен контрольный опыт с незаполненной водородом мишенью. На рисунках 7а,б представлены импульсные спектры протонов для  $\theta_1 = 72^\circ$  ( $\theta_1$  - угол вылета протона отдачи) для рабочей стопки и контрольной. На рис. 7-в приведено распределение по импульсам протонов на рабочей стопке после вычитания фона. Импульсы протонов определялись по их пробегам в эмульсии. На рис. 8 построены импульсные распределения протонов для  $\theta_1 = 75^\circ$  и  $\theta_1 = 73^\circ$ . Смещение максимумов в распределении соответствует кинематике упругого рассеяния. Рис. 7а и 7в показывают, что пик протонов отдачи выделяется надежно. Вклад фоновых протонов составляет  $(17 \pm 5,4)\%$ .

Для измерения поляризации были выбраны протоны отдачи соответствующие рассеянию первичного протона в с.ц.м. на угол  $\psi$  с.ц.м.  $= (15,4 \pm 2^\circ)$ . Эта точка является оптимальной по двум причинам:

- 1) Уменьшить  $\psi$  с.ц.м. нельзя, так как с уменьшением угла  $\psi$  уменьшается энергия протонов отдачи и, соответственно,  $P_2 \rightarrow 0$ ;
- 2) Для углов  $\psi$  с.ц.м.  $> 15^\circ$  сечение упругого рассеяния мало и, следовательно, возрастают трудности с набором статистики и отделением фона.

Просмотром вдоль следа отобрано 99 рассеяний с углами  $4^\circ \leq \psi_2 \leq 24^\circ$  и с азимутальными углами  $\varphi_2$ , ( $\varphi_2$  - угол между плоскостями  $\bar{I}$  и  $\bar{II}$  рассеяний), лежащими в интервалах  $\varphi_2 = (0 \pm 60)^\circ$  и  $\varphi_2 = (180 \pm 60)^\circ$ .

Асимметрия равна  $E = 0,09 \pm 0,1$ . Из результатов работы [1] легко получить усредненное значение

$$\bar{P}_2 = \frac{\int_{0^\circ}^{24^\circ} P(\psi_2) \frac{d\sigma}{d\psi_2} d\psi_2}{\int_{0^\circ}^{24^\circ} \frac{d\sigma}{d\psi_2} d\psi_2} = 0,38 \pm 0,06$$

Здесь  $\frac{d\sigma}{d\psi_2}(\psi_2)$  - распределение рассеяний протона отдачи на ядрах эмульсии по углу рассеяния  $\psi_2$ . Учтя  $\bar{P}_2$ , вклад фоновых протонов и величину интервала  $\Delta\varphi_2$ , нетрудно получить значение поляризации в первом рассеянии

$$P = 0,34 \pm 0,36.$$

#### Л и т е р а т у р а

1. B. T. Feld and B. C. Maglic. Phys. Rev. Lett. 1, 10, (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1961 года.

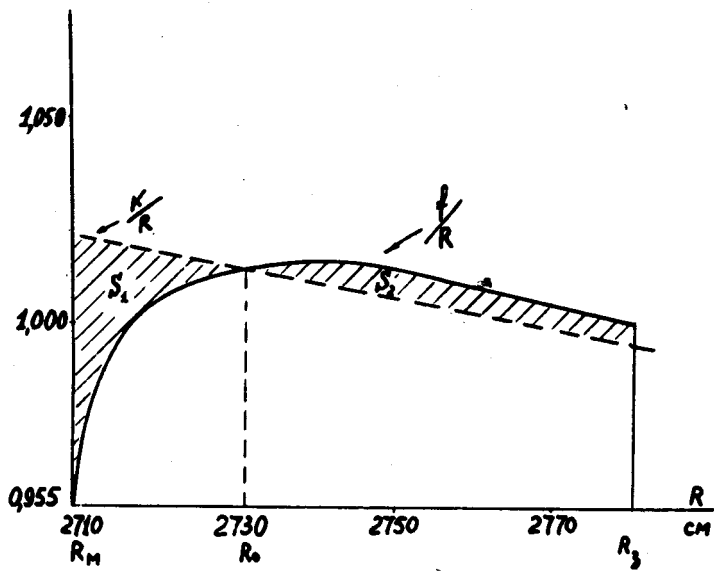


Рис. 1. График к решению уравнения (1).

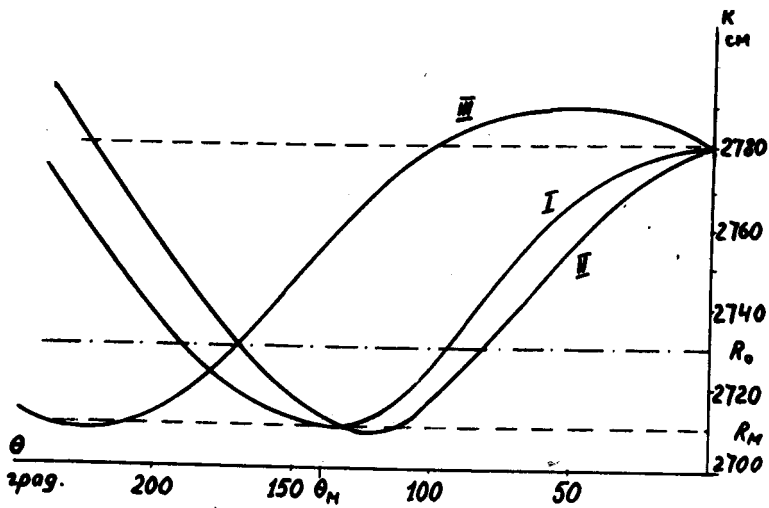


Рис. 2. Траектории движения частицы, прошедшей через забрасыватель:

I - угол рассеяния  $\alpha = 0^\circ$ , II-III - угол рассеяния  $\alpha = \pm 4 \sqrt{\alpha^2}$ ;  $\theta_M$  - азимут водородной мишени.



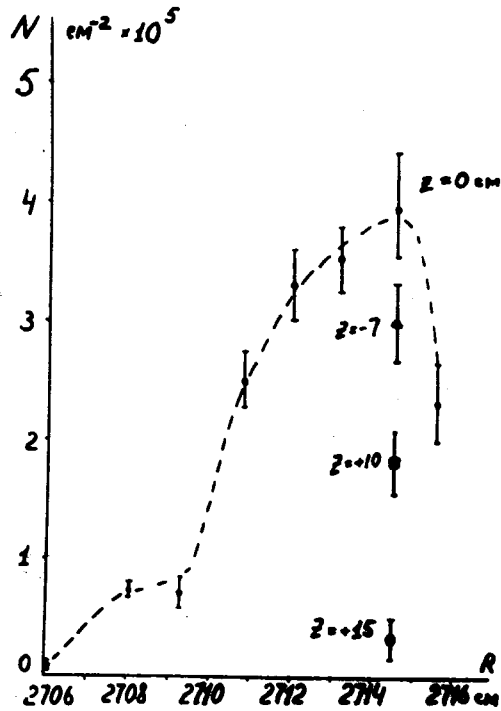


Рис. 3. Радиальное распределение заброшенного пучка как функция вертикальной координаты (для медианной плоскости  $z = 0$  см).

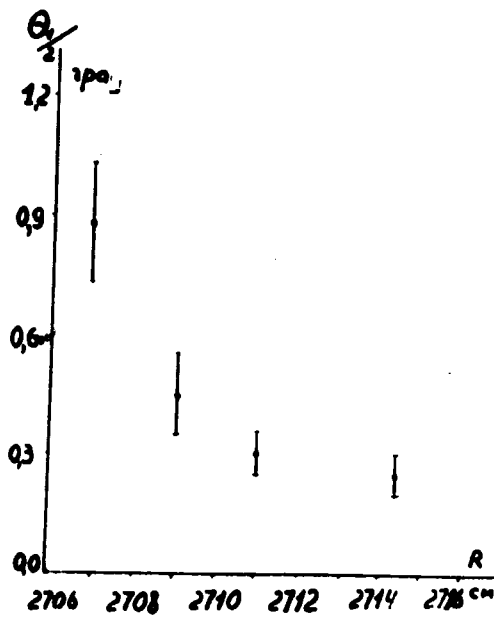


Рис. 4. Полуширина углового распределения в радиальной плоскости как функция радиальной координаты.

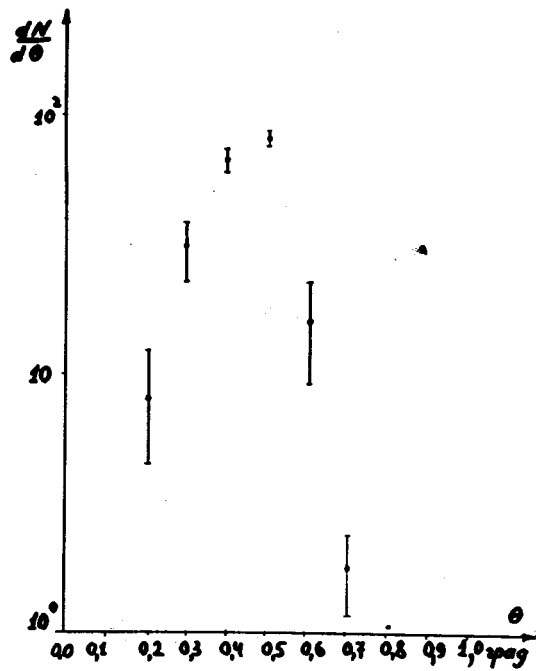


Рис. 5. Угловое распределение протонов в вертикальной плоскости для  $R = 2713$  см.

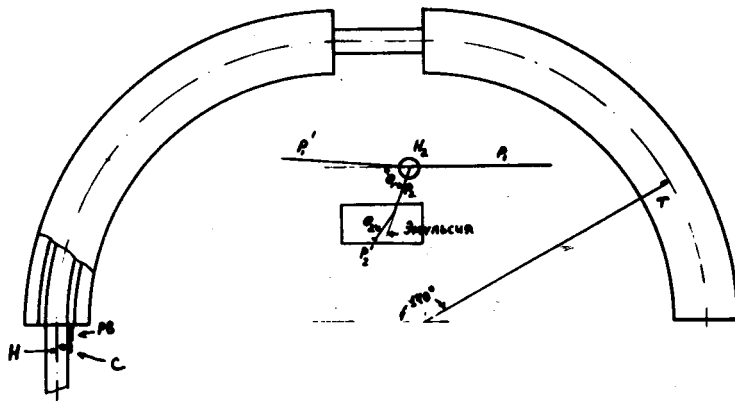


Рис. 6. Схема эксперимента

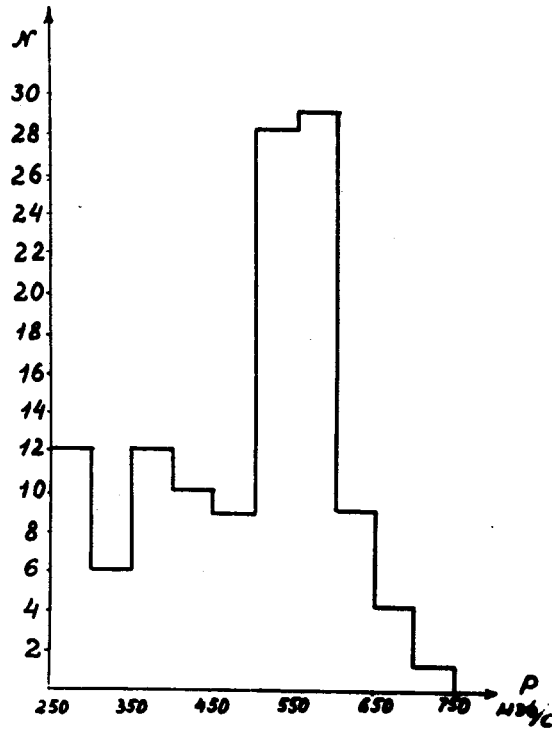


Рис. 7.а. Импульсное распределение протонов для угла вылета протона отдачи  $\theta_1 = 72^\circ$  в рабочей стопке.

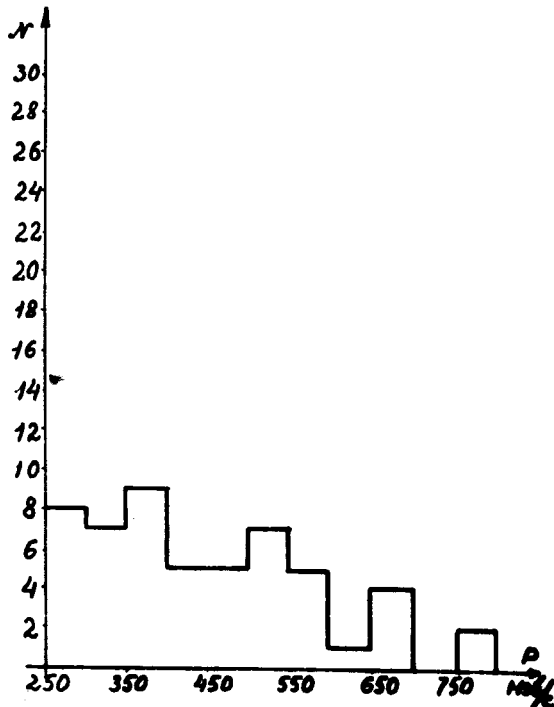


Рис. 7б. Импульсное распределение протонов для угла вылета протона отдачи  $\theta_1 = 72^\circ$  в контрольной стопке.

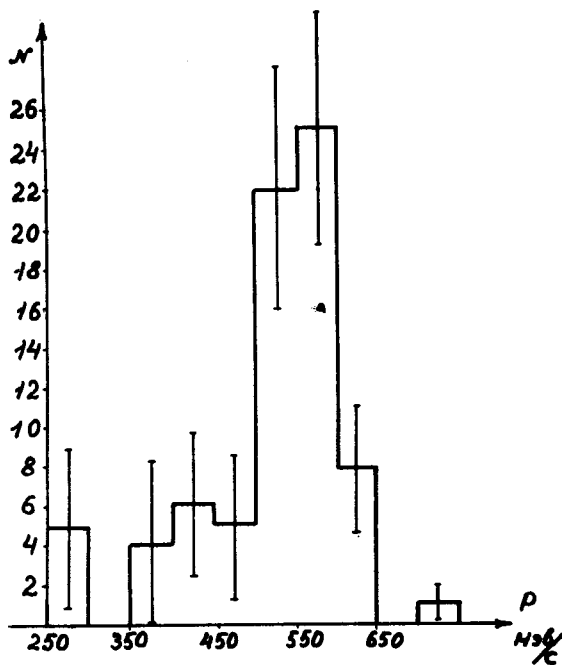


Рис. 7в. Распределение протонов по импульсам, вылетающих под углом  $\theta_1 = 72^\circ$  в р-р-взаимодействии (получено вычитанием кривых на рис. 2а и 2б).

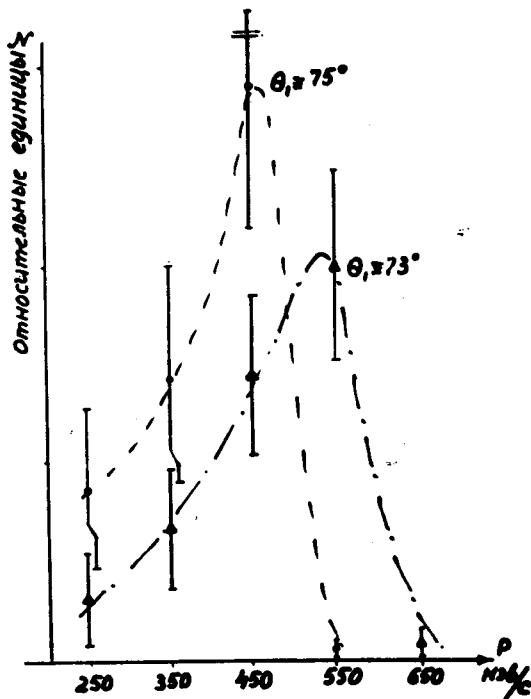


Рис. 8. Распределение протонов по импульсам на рабочей стопке для  $\theta_1 = 75^\circ$  и  $\theta_1 = 73^\circ$ .

Таблица 1

$RCH \backslash n$	$n_1$	$n_2$	$n_3$
2810	0,73	0,67	
2805	0,70		
2800	0,67	0,65	0,67
2795	0,64		
2790	0,61	0,63	0,63
2785	0,59		
2780	0,57	0,62	0,59
2775	0,57		
2770	0,6	0,64	0,53
2765	0,63		
2760	0,61	0,65	0,45
2755	0,47		
2750	0,20	0,44	0,31
2745	-0,12		
2740	-0,4	-0,08	-0,11
2735	-0,68		
2730	-1,03		
2725	-2,16		
2720	-7,85		
2715	-18°		
2710	-21°		

$n_1$  и  
 $n_2$  - поле

с компенсацией

$n_3$  - поле без  
компенсации

\* точки полу-  
мы экстраполяции.