

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

М.МЕЩЕРЯКОВ, С.НУРУШЕВ, Г.СТОЛЕТОВ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В (p-p) -РАССЕЯНИИ ПРИ
635 МЭВ x)

1957 г.

x) Статья направлена в печать.

А н н о т а ц и я

Методом сопряженных и одиночных телескопов из сцинтилляционных счетчиков в диапазоне $11,6 \leq \vartheta \leq 90,3^\circ$ в системе центра масс изучалось угловое распределение поляризации в упругом (p-p) -рассеянии. Использовался пучок протонов с энергией 635 Мэв и поляризацией $0,58 \pm 0,03$. На основе оптической модели (p-p) рассеяния проведен анализ результатов измерений дифференциальных сечений $\sigma_0(\vartheta)$ упругого рассеяния неполяризованных протонов протонами при энергии 657 Мэв с целью установления характера интерференции между амплитудами кулоновского и ядерного рассеяний. Результаты измерений поляризации могут быть хорошо аппроксимированы функцией вида:

$$\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta) = \sin\vartheta \cos\vartheta \left[3,20 P_0(\cos\vartheta) + 3,13 P_2(\cos\vartheta) + 1,20 P_4(\cos\vartheta) - 0,12 P_6(\cos\vartheta) \right] 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$$

наличие в которой члена $\sin\vartheta \cos\vartheta P_4(\cos\vartheta)$ свидетельствует о том, что в рассеянии существенную роль играют триpletные F-состояния.

Отмечено, что при 635 Мэв поляризация в квазиупругом (p-p) рассеянии на бериллии составляет около 85% от поляризации протонов, рассеянных на водороде.

I. В в е д е н и е

Известно, что эмпирические данные, рассматриваемые в теории ядерных оболочек, так же как и наблюдения поляризации быстрых нуклонов при упругом рассеянии на ядрах, согласуются в общих чертах с предсказаниями гипотезы о наличии в ядерном

взаимодействии нецентральных сил, обусловленных какой-либо связью спина с орбитой. Повидимому, источником таких сил в ядерном взаимодействии, в конечном счете, являются действующие между парами нуклонов тензорные силы. Благодаря наличию таких сил нуклон-нуклонное взаимодействие ^{6/} в триплетных состояниях приводит к поляризации вторичных нуклонов, впервые обнаруженной Оксли и др. (I).

Использование поляризованных нуклонов большой энергии в экспериментах по рассеянию нуклонов нуклонами дает сведения о двухнуклонном взаимодействии в различных спиновых состояниях. Число независимых экспериментов, необходимых для однозначного анализа получаемых в таких экспериментах сведений, определяется структурой матрицы рассеяния, общая форма которой в случае (p-p)-рассеяния согласно Вольфенштейну (2) сводится к виду:

$$M = BS + C(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)\vec{n} + \frac{1}{2}G[(\vec{\sigma}_1\vec{k})(\vec{\sigma}_2\vec{k}) + (\vec{\sigma}_1\vec{p})(\vec{\sigma}_2\vec{p})]T + \frac{1}{2}H[(\vec{\sigma}_1\vec{k})(\vec{\sigma}_2\vec{k}) - (\vec{\sigma}_1\vec{p})(\vec{\sigma}_2\vec{p})]T + N(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n})T, \quad (I)$$

где $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ - спиновые операторы Паули для падающего и покоящегося протона, S и T - синглетный и триплетный проецирующие операторы, \vec{n} , \vec{k} , \vec{p} - единичные векторы, направленные по $\vec{k}_i \times \vec{k}_f$, $\vec{k}_f - \vec{k}_i$ и $\vec{k}_i + \vec{k}_f$ соответственно; здесь \vec{k}_i и \vec{k}_f - начальной и конечный импульсы одного из протонов в системе центра масс (с.ц.м.). Таким образом, рассеяние протона протоном описывается с помощью пяти зависящих от энергии и угла комплексных амплитуд B , C , G , H и N , из которых B , $C/\sin\vartheta$ и H - четные, а G и N - нечетные функции $\cos\vartheta$.

Выполнение независимых экспериментов по одно-, двух-, и трехкратному рассеянию протонов необходимо для определения амплитуд матрицы рассеяния (I) (2,3). Первым шагом в этом направлении является измерение дифференциального сечения $\sigma_0(\vartheta)$ рассеяния неполяризованного пучка на неполяризованной водородной мишени, затем - измерение поляризации $P(\vartheta)$ в рассеянии первоначального поляризованного пучка на неполяризованной водородной мишени. Тройное рассеяние в одной плоскости и тройное рассеяние в условиях, когда плоскости последующих рассеяний взаимно перпендикулярны, позволяют определить величины параметров $D(\vartheta)$ и $R(\vartheta)$, представляющих собой соответственно меру изменения величины и направления вектора поляризации при втором рассеянии $\sigma_0(\vartheta)$, $P(\vartheta)$, $D(\vartheta)$ и $R(\vartheta)$ выражаются через амплитуды матрицы рассеяния следующим образом:

$$\sigma_0(\vartheta) = \frac{1}{4} |B|^2 + 2|C|^2 + \frac{1}{4} |G-N|^2 + \frac{1}{2} |N|^2 + \frac{1}{2} |H|^2, \quad (2)$$

$$\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta) = 2 \operatorname{Re}(C^* N), \quad (2a)$$

$$\sigma_0(\vartheta)[1 - D(\vartheta)] = \frac{1}{4} |G-N-B|^2 + |H|^2 \quad (2b)$$

и в нерелятивистском приближении

$$\sigma_0(\vartheta)R(\vartheta) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[(G-N)^*(N+H) + B^*(N-H)] \cos \frac{\vartheta}{2} + \operatorname{Im}[C^*(G-N+B)] \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (2b)$$

Дальнейшие эксперименты могут быть связаны либо с наблюдением тройного рассеяния в условиях, когда между первым и вторым рассеянием вводится магнитное поле, перпендикулярное к импульсу однократно рассеянного протона и вектору \vec{n} , как это было осуществлено группой Сегре (3); либо же с измерением компонент тензора корреляции поляризации $P_{\alpha\kappa}$ (4,5,6).

В принципе выполнение пяти из наборов ^a перечисленных экспериментов должно решить задачу однозначного восстановления матрицы рассеяния при энергиях, меньших или близких к порогу образования π -мезонов. Однако при больших энергиях, когда неупругие процессы начинают играть заметную роль, проблема определения элементов матрицы рассеяния и однозначного нахождения фаз из экспериментальных данных становится весьма трудной. Изучение поляризационных эффектов в неупругих соударениях может дать существенные дополнительные сведения о характере (p-p) - взаимодействия (7).

Излагаемая ниже работа, представляющая собой часть программы по изучению на шестиметровом синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований упругих и неупругих (p-p) соударений, была принята с целью получить сведения об угловом распределении поляризации в (p-p) -рассеянии при энергии 635 Мэв. Результаты измерений в этой же области энергий дифференциальных сечений рассеяния неполяризованных протонов протонами сообщались ранее (8,9,10).

2. Экспериментальная техника

Эксперимент сводился к измерению асимметрии в рассеянии

поляризованного пучка протонов протонами, определяемой соотношением $\xi = (L-R)/(L+R)$, где L и R - нормированные скорости счета протонов, рассеянных влево и вправо (по отношению к наблюдателю, смотрящему вдоль пучка) на одинаковый угол к пучку в плоскости первого рассеяния, приводящего к возникновению поляризации. Методика получения на шестиметровом синхротроне пучков поляризованных протонов и определения энергии протонов в таких пучках описана в нашей предыдущей работе (II). В настоящих опытах использовался пучок В (в обозначениях, принятых на рис. I в (II)) поляризованных протонов с энергией 635 ± 15 Мэв и плотностью потока в месте расположения второго рассеивателя около 10^5 протонов /см²сек. Интенсивность пучка регистрировалась ионизационной камерой, наполненной аргоном, и интегрирующим усилителем постоянного тока. Степень поляризации пучка, определенная в опытах по двойному рассеянию протонов на бериллии, составляла $0,58 \pm 0,03$.

При измерении асимметрии в интервале углов $5^\circ \leq \Theta \leq 12^\circ$ в лабораторной системе в качестве рассеивателя использовался, как это показано на рис. Ia, помещенный в вакууме тонкостенный металлический сосуд, наполненный жидким водородом, поверхностная плотность которого составляла $2,1 \text{ г/см}^2$. Измерения проводились последовательно с наполненным жидким водородом и пустым сосудом. Протоны пропускались через отверстие диаметром 2 см. в защитной стене. Рассеянные протоны регистрировались в телесном угле $1,3 \cdot 10^{-4}$ стерад. двумя стоящими друг за другом и включенными на совпадение телескопами T_1 и T_2 , составленными из сцинтилляционных счетчиков, которые могли быть подключены поодиночке к схемам совпадений в различных комбинациях. Поскольку в данном интервале углов пробег протонов от упругого (p-p) -рассеяния больше пробега π -мезонов от реакции $p+p \rightarrow d + \pi^+$, упруго рассеянные протоны

отделялись от π -мезонов с помощью медного фильтра толщиной 21 см., помещенного между счетчиками. С учетом удлинения пробега в меди из-за многократного рассеяния порог регистрации протонов составлял около 560 Мэв. Одним из недостатков этого ^{метода} отделения рассеянных протонов от π -мезонов является большая потеря в скорости счета из-за ядерного поглощения и рассеяния протонов в фильтре.

В интервале углов $12^{\circ} \leq \Theta \leq 41^{\circ}$ регистрации актов упругого (p-p) -рассеяния осуществлялась, как это показано на рис. 1б, методом сопряженных телескопов, устанавливаемых поочередно в соответствии с кинематикой упругих (p-p)-столкновений справа и слева симметрично по отношению к пучку, пропущенному через отверстие диаметром 3 см. Телесные углы, вырезаемые определяющим T_1 и сопряженным T_2 телескопами, составляли $1 \cdot 10^{-3}$ и $4,3 \cdot 10^{-2}$ стеррад. соответственно. Выход протонов от упругого (p-p) -рассеяния определялся по разности скоростей счета с полиэтиленовым и графитовым рассеивателями, содержащими равное число атомов углерода на единицу поверхности. Контрольный эксперимент, в котором измерялась скорость счета в условиях, когда телескопы находились друг по отношению к другу в положении, не отвечающем кинематике упругого (pp) рассеяния, показал, что вклад неупругих (p-p)-соударений в скорости счета составлял менее 1%.

Использовались те же сцинтилляционные счетчики и электронные схемы, что и в предыдущих опытах (II). Число случайных совпадений определялось для всех углов, под которыми производились измерения ϵ , путем введения задержки сигналов

от счетчиков; оно обычно не превышало 1% от эффективного счета. Перед началом каждой серии измерений устанавливалось, что регистрирующие устройства работают на плато по отношению к напряжению на фотоумножителях.

Положение центральной траектории пучка определялось фотографически, а также посредством измерения скорости счета телескопами, установленными под малыми углами так, чтобы регистрировать протоны, испытавшие многократное рассеяние. С найденной центральной траекторией совмещались центры сцинтилляторов, центр угломерного диска и нулевая отметка его шкалы. Особое внимание уделялось юстировке аппаратуры при измерениях в области малых углов. Неоднократная проверка показала, что сдвиг нулевой отметки шкалы угломерного диска по отношению к центральной траектории пучка не превышал $0,03^\circ$. Ложная асимметрия, обусловленная погрешностями в измерении углов и неточностью в юстировке пучка, могла составлять около 5% при $\Theta = 5^\circ$ и убывала до 0,5% при $\Theta = 41^\circ$. Угловое разрешение $\pm \Delta\theta$ оценивалось с учетом соответствующих геометрических факторов, размеров пучка, а также многократного рассеяния протонов в рассеивателях.

Усредненные окончательные результаты четырех серий измерений асимметрии вместе со стандартными ошибками измерений и данными об угловом разрешении приведены в табл. I. Следует отметить, что основным источником погрешностей в настоящих опытах являлись статистические ошибки измерений и, в относительно меньшей мере, ошибки в отсчете углов и неточности, с которыми связан учет изменения плотности потока протонов по профилю пучка, а также учет формы рассеивателей и размеров сцинтилляторов.

Т а б л и ц а I

значения асимметрии и поляризации в (p-p) - рассеянии при 635 Мэв.

Θ	ψ	$\pm \Delta \psi$	$\varepsilon \pm \Delta \varepsilon$	$P \pm \Delta P$	Второй рассеиватель
град.	град.	град.	%	%	
5	11,6	1,1	-1,3 \pm 5,6	-2,2 \pm 9,5	H ₂
7	16,2	1,2	11,4 \pm 2,6	19,7 \pm 4,6	"
9	20,8	1,4	16,0 \pm 2,1	27,6 \pm 3,9	"
12	27,6	1,6	22,3 \pm 2,6	38,4 \pm 4,9	"
12	27,6	1,6	23,3 \pm 1,5	40,2 \pm 3,3	CH ₂ -C
15	34,4	1,6	23,2 \pm 1,3	40,0 \pm 3,0	"
18	41,2	2,5	24,6 \pm 1,1	42,4 \pm 2,9	"
21	47,9	2,5	21,9 \pm 1,1	37,8 \pm 2,7	"
24	54,5	2,5	20,7 \pm 0,8	35,7 \pm 2,3	"
27	61,0	2,5	17,8 \pm 0,8	30,7 \pm 2,1	"
30	67,5	2,6	16,2 \pm 1,3	27,9 \pm 2,7	"
33	73,8	2,6	11,3 \pm 1,5	19,5 \pm 2,8	"
36	80,1	2,6	9,7 \pm 1,4	16,7 \pm 2,6	"
39	86,3	2,6	4,9 \pm 2,3	8,4 \pm 4,0	"
41	90,3	2,6	-0,9 \pm 1,4	-1,6 \pm 2,5	"

3. Угловое распределение поляризации в (p-p)-рассеянии.

Поляризация, возникающая в (p-p) -рассеянии в настоящем эксперименте, вычислялась из соотношения $\varepsilon = PP_H$, где

P - поляризация использовавшегося пучка принята равной $0,58 \pm 0,03$. Полученные значения P_{θ} , как функция угла рассеяния θ с.д.м. представлены в таблице I на рис.2 вместе с границами стандартных ошибок.

Угловое распределение поляризации P_{θ} характеризуется следующими основными чертами:

а) поляризация обращается в нуль при угле рассеяния равном 90° , как это и должно быть в силу тождественности сталкивающихся частиц;

б) максимальное значение поляризации составляет $0,42 \pm 0,03$ при $\theta = 41^{\circ}$;

в) в сторону меньших углов поляризация резко убывает и при $\theta = 11,5^{\circ}$ достигает значения $-0,02 \pm 0,09$. Ввиду возможного влияния ложной асимметрии и больших ошибок, с которыми связаны измерения под малыми углами, нельзя настаивать на достоверности такого изменения знака поляризации.

Ранее угловая зависимость поляризации в (p-p) -рассеянии измерялась в области энергий 130-439 Мэв ($12-16,17^x$). Для сравнения на рис.2 приведены данные, полученные при 170, 315 и 415 Мэв. Видно, что с увеличением энергии от 415 до 635 Мэв, тенденция к возрастанию поляризации не выходит за пределы ошибок эксперимента, если вообще имеет место возрастание поляризации.

Тот факт, что угловое распределение поляризации в (p-p)-

х) Мы благодарны проф. А. Робертсу (Рочестерский университет) за присылку в Лабораторию препринта статьи, в которой описаны результаты экспериментов по наблюдению поляризации в (p-p) -рассеянии при 130, 170 и 210 Мэв.

рассеянии не изменяется заметно с увеличением энергии на 200 Мэв, представляется весьма существенной особенностью (p-p)-взаимодействий, особенно если учесть, что на протяжении рассматриваемого интервала энергий угловое распределение (p-p)-рассеяния вместо изотропного становится сосредоточенным в области малых углов.

4. Упругое рассеяние неполяризованных протонов протонами при 657 Мэв

Дифференциальное сечение $\sigma_0(\vartheta)$ упругого (p-p)-рассеяния складывается из трех частей

$$\sigma_0(\vartheta) = \sigma_N(\vartheta) + \sigma_C(\vartheta) + \sigma_{int}(\vartheta), \quad (3)$$

представляющих соответственно сечения ядерного и кулоновского рассеяний и интерференцию между ними. В таком же виде можно записать и $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$:

$$\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta) = \sigma_N P_N + \sigma_C P_C + (\sigma P)_{int} \quad (4)$$

Для рассмотрения вопроса об угловой зависимости $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ требуется знать нижнюю границу интервала углов, внутри которого существенную роль играет только ядерное взаимодействие. В настоящей работе использовались данные о дифференциальных сечениях рассеяния неполяризованных протонов на водороде, полученные в нашей лаборатории при 657 Мэв. Они приведены в таблице II и на рис. 3 вместе со статистическими ошибками измерений. Полное сечение упругого (p-p)-рассеяния при 657 Мэв составляет $(24,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (10).

Т а б л и ц а П

Сводка данных о дифференциальных сечениях (p-p)-рассеяния при 657 Мэв.

Угол рассеяния в с.ц.м.	$\sigma_{diff}(\theta) \cdot 10^{27}$ см ² /стерад.	Ссылка
5°	18,9 \pm 1,1	(10)
10°	11,0 \pm 0,7	"
15°	8,67 \pm 0,53	"
20°	7,75 \pm 0,48	"
25°	6,56 \pm 0,40	"
30°	5,58 \pm 0,15	(8)
40°	4,78 \pm 0,26	"
50°	3,99 \pm 0,20	"
60°	3,41 \pm 0,13	"
70°	2,94 \pm 0,12	"
80°	2,20 \pm 0,05	"
90°	2,10 \pm 0,07	"
90°	2,05 \pm 0,07	(9)

В случае изотропии ядерного (p-p) рассеяния в с.ц.м. сведения относительно характера интерференции между амплитудами кулоновского и ядерного рассеяний дает сравнение наблюдаемого в области малых углов (p-p)-рассеяния с суммой кулоновского плюс изотропного ядерного рассеяний. Таким путем было обнаружено, что при энергиях 170 и 260 Мэв. (18),

а также 330 Мэв (19), интерференция между кулоновским и ядерным рассеяниями носит явно деструктивный характер. Для протонов с энергией 330 Мэв эффекты кулоновского рассеяния проявляются при углах рассеяния, меньших 20° .

Ввиду резкой анизотропии (p-p)-рассеяния при 657 Мэв нам пришлось для того, чтобы оценить влияние кулоновских эффектов, произвести экстраполяцию измеренных значений $\sigma_N(\vartheta)$ в область углов, достаточно близких к направлению вперед, используя оптическую модель (p-p)-рассеяний (20; 21, 22), согласно которой

$$\sigma_N(\vartheta) \approx \left| \frac{Y_1(kR \sin \vartheta)}{kR \sin \vartheta} \right|^2 \quad (5)$$

где $Y_1(kR \sin \vartheta)$ - функция Бесселя первого порядка, $R = \left(\frac{\sigma_t}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}}$, $k = \left(\frac{ME}{2\hbar} \right)^{\frac{1}{2}}$, M и E - масса протона и его энергия в лабораторной системе. При 657 Мэв полное сечение σ_t составляет около $41 \cdot 10^{-27}$ см² (23), так что $kR = 2,28$. Определение коэффициента пропорциональности в уравнении (5) было произведено методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам в интервале $20 \leq \vartheta \leq 90^\circ$. На рис.3 сплошной кривой показано полученное из уравнения (5) угловое распределение рассеянных протонов. О том, насколько близко в рассматриваемом интервале углов вычисленная кривая представляет экспериментальные данные, видно из того, что гауссово среднеквадратичное относительное отклонение экспериментальных точек от вычисленных составляет $\sim 0,05$. Пунктирной кривой на рис.3 показана сумма ядерного сечения, даваемого уравнением

(5), и сечения чисто кулоновского рассеяния $\sigma_c(\vartheta)$. Последнее вычислялось по формуле Мотта:

$$\sigma_c(\vartheta) = \left(\frac{\eta}{2k}\right)^2 \left[\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2} + \cos^{-4} \frac{\vartheta}{2} - \sin^{-2} \frac{\vartheta}{2} \cos^{-2} \frac{\vartheta}{2} \cos \left\{ 2\eta \log \tan \frac{\vartheta}{2} \right\} \right], \quad (6)$$

где [24]
$$\eta = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \frac{1 + \frac{E}{Mc^2}}{\left[\frac{E}{Mc^2} \left(2 + \frac{E}{Mc^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (7)$$

Из рис. 3 видно, что полученная таким путем сумма сечений $\sigma_N(\vartheta) + \sigma_c(\vartheta)$ в интервале $5 \leq \vartheta \leq 15^\circ$ несколько меньше соответствующих экспериментальных значений $\sigma_0(\vartheta)$. Это может означать, если только использованный способ определения в области малых углов сечения ядерного (p-p)-рассеяния является правомерным^{х)}, что при 657 Мэв интерференционный член в (3) положителен. Точность этой процедуры определения $\sigma_{int}(\vartheta)$ невелика и поэтому нельзя исключить возможность того, что $\sigma_{int}(\vartheta) \approx 0$. Поскольку действительная часть амплитуды кулоновского рассеяния отрицательна и значительно больше мнимой части, то в случае, когда $\sigma_{int}(\vartheta) > 0$ действительная часть амплитуды ядерного рассеяния вперед должны быть также отрицательна. Что же касается мнимой части амплитуды ядерного рассеяния вперед, то она положительна и равна $\frac{\kappa \sigma_c}{4\eta}$.

5. Угловая зависимость $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$.

Из анализа угловой зависимости асимметричной части сечения (p-p)-рассеяния $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ можно получить некоторые сведения относительно того, какой из наивысших орбитальных

х) Недавно Рарита⁽²⁵⁾ привел некоторые аргументы против использования оптической модели (p-p)-рассеяния в области около 1 Бэв.

моментов еще дает заметный вклад в рассеяние. Исходным является утверждение (26), что если рассеяние обусловлено взаимодействием в состояниях с орбитальными моментами вплоть до

L_{max} , то

$$\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta) = \sin\vartheta \cos\vartheta \sum_{n=0}^N a_n \cos^{2n}\vartheta, \quad (8)$$

где $N = L_{max} - 1$ для нечетных и $N = L_{max} - 2$ для четных L . При вычислении $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ значения $\sigma_0(\vartheta)$ для углов, под которыми производились измерения ξ , находились из плавной кривой, проведенной визуально через экспериментальные точки с учетом вероятных ошибок и углового разрешения (см. рис. 3). В предположении, что угловое распределение поляризации в (p-p)-рассеянии не претерпевает изменения с увеличением энергии от 635 до 657 Мэв, полученные в настоящей работе значения $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ предпочтительно отнести к энергии 657 Мэв.

На рис. 4 для интервала $16,2^\circ \leq \vartheta \leq 80,5^\circ$ приведена зависимость $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)/\sin\vartheta \cos\vartheta$ от $\cos^2\vartheta$ совместно с границами ошибок, содержащих в себе вклад от соответствующих погрешностей измерений $\sigma_0(\vartheta)$ и $P(\vartheta)$. Эти данные показывают, что угловое распределение $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ резко отличается от зависимости вида $\sin\vartheta \cos\vartheta$, которая имела бы место, если бы поляризация вызывалась интерференцией только триплетных P -состояний.

Приближение к дискретным значениям $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)/\sin\vartheta \cos\vartheta$ производилось четными полиномами Лежандра методом наименьших квадратов. После нескольких попыток с различным числом полиномов было найдено возможным аппроксимировать экспериментальные данные функцией вида:

$$\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta) = \sin\vartheta \cos\vartheta \left\{ (3,20 \pm 0,08)P_0(\cos\vartheta) + (3,13 \pm 0,29)P_2(\cos\vartheta) + (1,20 \pm 0,32)P_4(\cos\vartheta) - (0,12 \pm 0,37)P_6(\cos\vartheta) \right\} 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad (9)$$

Эта функция дает достаточно хорошее приближение к экспериментальным данным. Об этом свидетельствует то, что значение суммы наименьших квадратов

$$M = \sum_{i=1}^{11} \left\{ \frac{\delta[\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)]_i}{\Delta[\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)]_i} \right\}^2,$$

где $\delta[\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)]$ - отклонение вычисленного для угла ϑ значения $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ от экспериментального, $\Delta[\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)]_i$ - вероятная ошибка в определении $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ из экспериментальных данных для того же угла, оказалось равным 1,6, тогда как ожидаемое значение M , равное разнице между числом экспериментальных точек и числом свободных параметров аппроксимирующей функции, должно составить 7. Вычисленное из (9) распределение $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)/\sin\vartheta \cos\vartheta$ показано на рис. 4 сплошной кривой.

Наличие в аппроксимирующей функции члена $\sin\vartheta \cos^5\vartheta P_4(\cos\vartheta)$ с коэффициентом, численное значение которого много больше вероятной ошибки, является вполне достоверным. Таким образом, результаты настоящих опытов указывают на присутствие в разложении $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ неисчезающих членов до $\sin\vartheta \cos^5\vartheta$ включительно. Это означает, что при данной энергии в (p-p) - рассеянии существенную роль играют триpletные P и Γ^0 - состояния. Вычисления Брйта и др. (27), выполненные с учетом орбитальных моментов $L < 4$, указывают на то, что член вида $\sin\vartheta \cos^5\vartheta$ в разложении $\sigma_0(\vartheta)P(\vartheta)$ может появиться только в том случае, если имеет место взаимодействие в 3P_4 - состоянии.

То, что парциальные волны с угловым моментом $l = 3$ сильно участвуют в рассеянии, сопровождающемся большой поляризацией протонов, само по себе служит свидетельством того, что (p-p)-взаимодействие в триплетных F -состояниях несет в заметной степени нецентральный характер.

6. О поляризации в квазиупругом (p-p)-рассеянии

Ранее (II) было замечено, что под углом $\theta = 40^\circ$ поляризация протонов, испытавших квазиупругое (p-p)-рассеяние на бериллии, только немногим меньше поляризации в свободном (p-p)-рассеянии. Результаты настоящих опытов показывают, что подобная ситуация имеет место в широком диапазоне углов рассеяния. Сравнение данных, собранных в табл. I на рис. 7 в (II), свидетельствует о том, что в интервале $27 \leq \theta \leq 90^\circ$ поляризация в квазиупругом (p-p)-рассеянии на бериллии составляет около 85% от поляризации протонов, рассеянных на водороде, тогда как в области ~ 300 Мэв согласно (28) квазиупругое (p-p)-рассеяние приводит к почти в два раза меньшей поляризации, чем упругое рассеяние.

Приведенные результаты определенно указывают на то, что с возрастанием энергии от 300 до 600 Мэв в значительной мере стирается различие в поляризации протонов, рассеянных свободными с связанными в ядрах протонами.

З а к л ю ч е н и е

Эксперименты по определению асимметрии в рассеянии поляризованных протонов с энергией 635 Мэв на водороде обнаруживают поляризацию, которая заметно не отличается по степени и угловому распределению от поляризации в (p-p) -рассеянии в области 300-400 Мэв.

Если произвести анализ данных по (p-p) -рассеянию при 657 Мэв на основе оптической модели, то интерференция кулоновского и ядерного рассеяний оказывается незначительной, приводящей скорее к увеличению дифференциальные сечения (p-p)-рассеяния в области $11 \leq \vartheta \leq 16^\circ$.

Угловое распределение асимметричной части сечения (p-p)-рассеяния содержит член $\sin \vartheta \cos^5 \vartheta$, откуда следует, что в рассматриваемой области энергии триплетные 3F -состояния дают заметный вклад в рассеяние.

При энергии 635 Мэв не наблюдается значительной разницы в угловом распределении и степени поляризации в квазиупругом на бериллии и упругом (p-p)-рассеяниях.

Авторы выражают благодарность Р.М.Рындину и Л.М.Сороко за участие в обсуждении результатов настоящей работы, А.С.Кузнецову за оказание помощи при настройке электронной аппаратуры и Л.А.Кулюкиной, выполнившей ряд расчетов.

Подписи к рисункам

Рис. 1. Схема опыта М-монитор, S - рассеиватель, T₁, T₂ - телескопы, F - медный фильтр.

Рис. 2. Зависимость поляризации P(θ) в упругом (p-p)-рассеянии от угла рассеяния: * - настоящая работа, o - 415 Мэв (I5), □ - 315 Мэв (I2), Δ - 170 Мэв (I6).

Рис. 3. Зависимость сечения упругого (p-p) -рассеяния при энергии 657 Мэв от угла рассеяния по данным работ: ● - (I0), ○ - (8), ▣ - усредненный результат (8) и (9).

Сплошная кривая соответствует формуле:

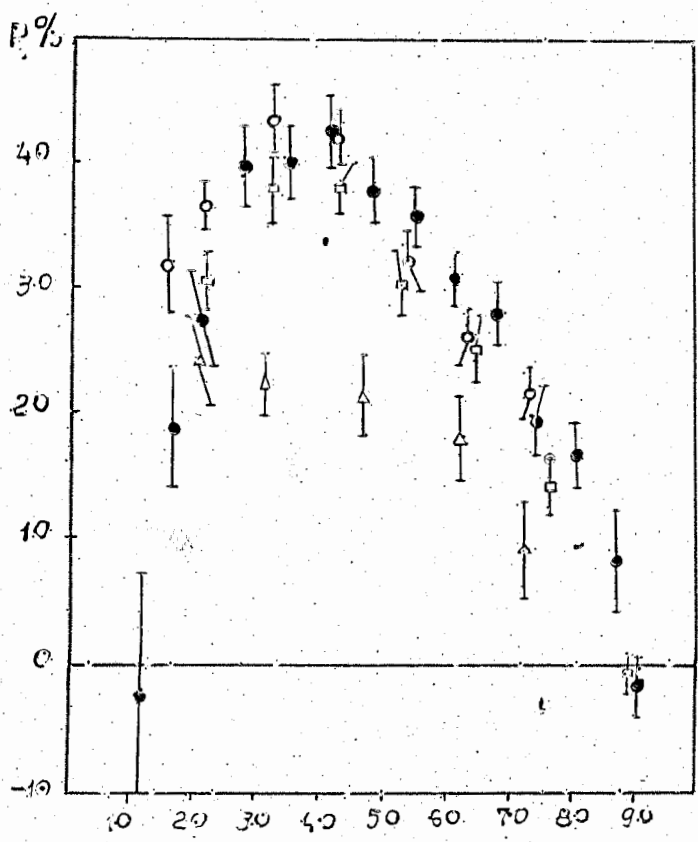
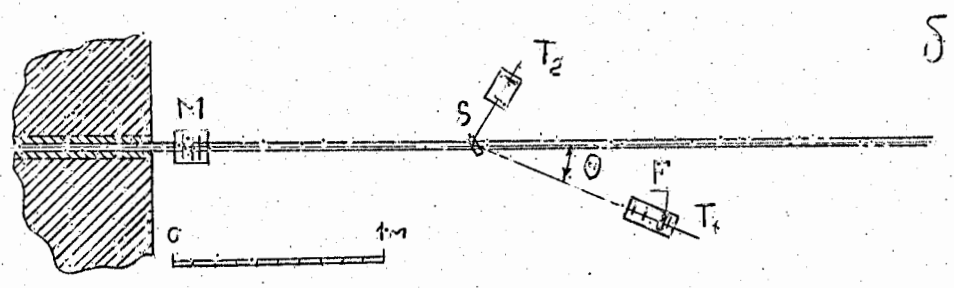
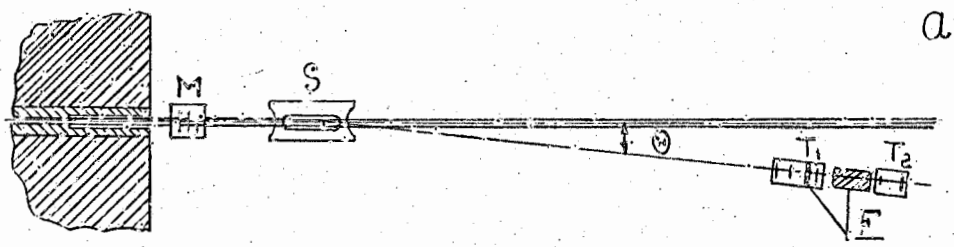
$$\sigma_N(\theta) \sim \left| \frac{J_1(kR \sin \theta)}{kR \sin \theta} \right|^2$$

Пунктирная кривая представляет сумму $\sigma_N(\theta)$ плюс сечение кулоновского рассеяния. Штрих-пунктирная кривая проведена через точки визуально.

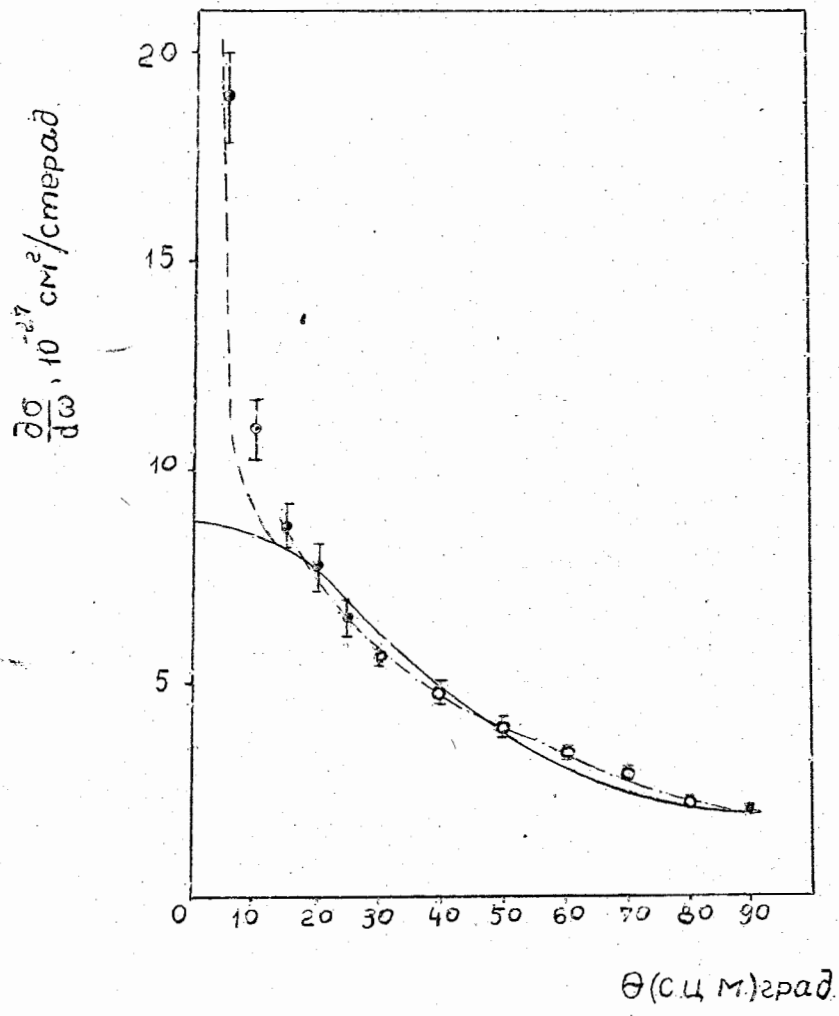
Рис. 4. Зависимость $\sigma_0(\theta)P(\theta)/\sin \theta \cos \theta$ от $\cos^2 \theta$.

Сплошная кривая представляет функцию вида:

$$3,20 P_0(\cos \theta) + 3,13 P_2(\cos \theta) + 1,20 P_4(\cos \theta) - 0,12 P_6(\cos \theta).$$

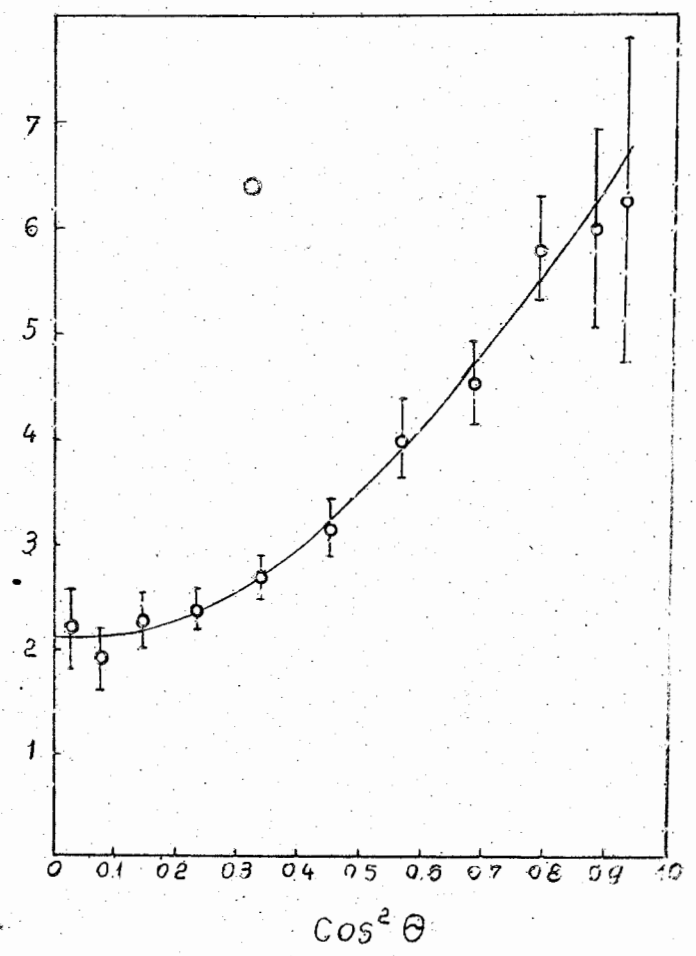


θ (с. л. м), град.



$$\frac{\sigma_0(\theta)P(\theta)}{\sin\theta \cos\theta}$$

$$10^{-27} \frac{\text{cm}^2}{\text{стеррад}}$$



Л и т е р а т у р а .

1. C. Oxley, W. Cartwright, J. Rouvina, Phys. Rev. 93, 806 (1954).
2. L. Wolfenstein, Phys. Rev. 96, 1654 (1954).
3. E. Segré, Physica, 22, 1079 (1956).
4. H. Stapp, Bull. Am. Phys. Soc. 29, N 8, 19 (1954).
5. В.Владимирский, Я.Смородинский, ДАН, 104, 713 (1955).
6. Y. Smorodinski, Proc. CERN Symposium 2, 148 (1956).
Л. Пузиков, Р. Риндич, Я. Смородинский, ЖЭТФ, 3, (1957).
7. R. Tripp, Phys. Rev. 102, 862 (1956).
8. Н.Богачев, И.Взоров, Дан, 99, 931 (1954)
9. М.Мещеряков, Б.Негачев, Л.Сереко, И.Взоров, ДАН, 99, 959, (1954)
10. Н.Богачев, ДАН, 108, 806 (1956)
11. М.Мещеряков, С.Нурушев, Г.Столелов, ЖЭТФ, 31, 361, (1956).

12. O. Chamberlain, E. Segré, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 93, 1430 (1954); O. Chamberlain, R. Donaldson, E. Segré, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 95, ~~1348~~ 850 (1954); Chamberlain, B. Pettengell, E. Segré, C. Wiegand, Phys. Rev. 95, 1348 (1954)
13. J. Marshall, L. Marshall, H. Carvalho, Phys. Rev. 93, 1431 (1954).
14. H. Carvalho, E. Heiberg, J. Marshall, L. Marshall, Phys. Rev. 94, 1796 (1954).
15. J. Kane, R. Stallwood, R. Sutton, T. Fields, J. Fox, Phys. Rev. 95, 1694 (1954).
16. D. Fischer, J. Baldwin, Phys. Rev. 100, 1445 (1955).
17. E. Baskir, E. Hafner, A. Roberts, J. Tinlot, Polarisation

in proton-proton scattering at 130, 170 and 210 MeV, NYO-7818, 1956.

18. O. Chamberlain, J. Garrison, Phys. Rev. 95, 1349 (1954).
19. D. Fischer, G. Goldhaber, Phys. Rev. 95, 1350 (1954)
20. Я.Смородинский, Проблемы современной физики, 7,7 (1954).
21. R. Serber, W. Rarita, Phys. Rev. 99, 629 (1955).
22. A. Batson, L. Riddiford, Proc. Roy. Soc. A, 237, 175 (1956).
23. В.Джеленов, В.Москалев, С.Медведь, ДАН, 104, 380, 1955.
24. G. Breit, Phys. Rev. 99, 1581 (1955).
25. W. Rarita, Phys. Rev. 104, 221 (1956).
26. L. Wolfenstein, Phys. Rev. 75, 1664 (1949).
27. G. Breit, J. Ehrman, A. Saperstein, M. Hull, Phys. Rev. 96, 807 (1954):
28. R. Donaldson, H. Bradner, Phys. Rev. 99, 892 (1955).

—ooo000ooo—