

6
Г-61
683

7.5



Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулькарнеев

P-683

КОРРЕЛЯЦИЯ НОРМАЛЬНЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯРИЗАЦИЙ
ДЛЯ (pp)-РАССЕЯНИЯ ПРИ 650 МЭВ

1. Определение коэффициента корреляции $C_{nn}(90^\circ)$
ж.эф., 1961. т.41. в.1, с.83.

Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулькарнеев

P-683

КОРРЕЛЯЦИЯ НОРМАЛЬНЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯРИЗАЦИЙ
ДЛЯ (pp)-РАССЕЯНИЯ ПРИ 650 МЭВ

1. Определение коэффициента корреляции $C_{pp}(90^\circ)$

Направлено в ЖЭТФ

В данной работе^{х)} в соответствии с программой проведения полного набора экспериментов, необходимых для восстановления амплитуд рассеяния нуклонов нуклонами, был определен коэффициент корреляции нормальных составляющих поляризации (параметр C_{nn}) для угла рассеяния 90° (с.ц.м.) при упругом рассеянии протонов с энергией 650 Мэв протонами. Найдено, что $C_{nn}(90^\circ) = 0,93 \pm 0,20$. На основании полученных экспериментальных данных вычислены значения модулей амплитуд, входящих в матрицу упругого (pp)-рассеяния для угла 90° с.ц.м. при этой энергии.

^{х)} Работа доложена на X Международной конференции по физике высоких энергий в Рочестере (август 1960).

§ 1. В в е д е н и е

В одной из наших предыдущих работ^{/1/} был перечислен ряд возможных наборов опытов, позволяющих восстановить амплитуды рассеяния нуклонов нуклонами на основании совместного анализа данных об /np/ - и /pp/-рассеянии. Все эти наборы среди других экспериментов содержат определение коэффициента $C_{nn}(\vartheta)$ корреляции нормальных составляющих поляризаций нуклонов при /pp/-рассеянии. Этот коэффициент определяется как среднее значение оператора $\vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{n}$, равное

$$\langle \vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{n} \rangle = \frac{S_P M M^+ \vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{n}}{S_P M M^+}$$

$$I_0(\vartheta) = \frac{1}{4} S_P M M^+, \quad (1)$$

где M - амплитуда упругого /pp/-рассеяния; $\vec{\sigma}_i$ - спиновая матрица i -ого нуклона; $\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}$ - орт нормали к плоскости рассеяния нуклонов; $I_0(\vartheta)$ - сечение рассеяния неполяризованных нуклонов неполяризованными нуклонами; ϑ - угол рассеяния в с.п.м. двух нуклонов.

Используя для M предложенное Вольфенштейном^{/2/} выражение

$$M = BS + C(\sigma_1 + \sigma_2)n + N\sigma_1 n \cdot \sigma_2 n T + \frac{1}{2}G(\sigma_1 \sigma_2 n + \sigma_2 \sigma_1 n)T + \frac{1}{2}H(\sigma_1 \sigma_2 n + \sigma_2 \sigma_1 n)T, \quad (2)$$

запишем сечение /pp/-рассеяния в виде

$$I_0(\vartheta) = \frac{1}{4} |B|^2 + 2|C|^2 + \frac{1}{4} |G - N|^2 + \frac{1}{2} |N|^2 + \frac{1}{2} |H|^2. \quad (3)$$

Коэффициент спиновой корреляции $C_{nn}(\vartheta)$ при этом будет определен как

$$I_0(\vartheta) C_{nn}(\vartheta) = -\frac{1}{4} |B|^2 + 2|C|^2 + \frac{1}{2} |N|^2 - \frac{1}{4} |G - N|^2 + \frac{1}{2} |H|^2. \quad (3a)$$

Если для амплитуды рассеяния использовать другую часто употребляемую запись ^{/1,3,4/}

$$M = \alpha + \beta \vec{\sigma}_1 \vec{n} \vec{\sigma}_2 \vec{n} + \gamma (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} + \delta \vec{\sigma}_1 \vec{m} \vec{\sigma}_2 \vec{m} + \varepsilon \vec{\sigma}_1 \vec{e} \vec{\sigma}_2 \vec{e}, \quad (4)$$

то сечение рассеяния $I_0(\vartheta)$ и коэффициент спиновой корреляции $C_{nn}(\vartheta)$ примут вид

$$I_0(\vartheta) = \frac{1}{2} (|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2) \quad (5)$$

$$I_0(\vartheta) C_{nn}(\vartheta) = \frac{1}{2} (|\alpha|^2 - |\beta|^2 - |\gamma|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2) \quad (5a)$$

$$\alpha = \alpha + \beta \quad \beta = \alpha - \beta \quad \gamma = \delta + \varepsilon \quad \delta = \delta - \varepsilon \quad e = 2\gamma \quad (6)$$

Основные принципы экспериментального определения C_{nn} были рассмотрены в работах ^{/4,5/}.

В данном сообщении, являющемся первой частью работы по определению коэффициентов $C_{nn}(\vartheta)$ для /pp/-рассеяния при энергии 650 Мэв, описана методика исследований и приводятся результаты измерения C_{nn} для угла 90° (с.ц.м.). Для этого угла выражения (3), (5) и (3a), (5a) из-за симметрии коэффициентов амплитуды рассеяния упрощаются:

$$I_0(90^\circ) = \frac{1}{2} (2|\beta|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2) = \frac{1}{4} |\beta|^2 + 2|\delta|^2 + \frac{1}{2} |\varepsilon|^2 \quad (7)$$

$$I_0(90^\circ) C_{nn}(90^\circ) = \frac{1}{2} (-2|\beta|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2) = -\frac{1}{4} |\beta|^2 + 2|\delta|^2 + \frac{1}{2} |\varepsilon|^2. \quad (8)$$

Кроме того значение $C_{nn}(90^\circ)$ оказывается просто связанным с вкладами триплетного I_{t_2} и синглетного I_s взаимодействий в сечении рассеяния $I_0(90^\circ)$:

$$\frac{I_{t_2}(90^\circ)}{I_0(90^\circ)} = \frac{1 + C_{nn}(90^\circ)}{2} \quad (9)$$

$$\frac{I_s(90^\circ)}{I_o(90^\circ)} = \frac{1 - C_{nn}(90^\circ)}{2} \quad (10)$$

§ 2. Постановка эксперимента

Экспериментальное определение коэффициентов спиновой корреляции основано на измерении асимметрий, возникающих при одновременном рассеянии обоих протонов от упругого (pp)-рассеяния на мишенях -анализаторах поляризаций. Схема использованной нами экспериментальной установки приведена на рис. 1. Неполаризованный пучок протонов, выведенный из камеры синхроциклотрона ОИЯИ и очищенный рассеянным полем магнита ускорителя, формировался квадрупольными линзами, а затем, после прохождения через стальные коллиматоры δ 20 мм в основной защитной стене и местной защите установки, попадал на жидководородную мишень. Энергия протонов в центре жидководородной мишени составляла 650 ± 12 Мэв.

Плотность потока протонов, падавшего на жидководородную мишень контролировалась ионизационной камерой, наполненной гелием при давлении 0,4 атм, и в данном эксперименте обычно не превышала величины $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^8$ протон/см⁻². В опытах осуществлялся также контроль за однородностью распределения плотности потока протонов, падающего на мишень.

Оба протона от каждого акта упругого рассеяния на угол 90° с.ц.м. детектировались сопряженными сцинтилляционными счетчиками 1 и 1', имевшими пластмассовые сцинтилляторы с размерами $20 \times 60 \times 20$ мм³. Угловые разрешения первого рассеяния в горизонтальной плоскости равнялись $\pm 1,5^\circ$, а по азимутальному углу ψ угловое разрешение составляло $\pm 3,6^\circ$.

Рассеянные протоны и протоны "отдачи" проходили через коллимирующие щели в дополнительной защите установки и попадали на алюминиевые (20 г/см²) мишени - анализаторы поляризации. Системы счетчиков (2,3,4) и (2',3',4') с размерами сцинтилляторов соответственно $23 \times 50 \times 10$ мм³, $40 \times 90 \times 10$ мм³ и $50 \times 110 \times 10$ мм³ детектировали протоны, рассеявшиеся в анализаторах на угол $11^\circ \pm 2,5^\circ$ (л.с.).

Импульсы с анодов фотоумножителей поступали на формирующие ячейки, где ограничивались по амплитуде и формировались по длительности, а затем подава-

лись на входы двух четырехканальных схем совпадений CC_1 и CC_2^* с разрешающим временем $\tau = 7,5 \cdot 10^{-9}$ см. Совпавшие в этих схемах импульсы после дополнительного формирования по амплитуде и длительности снова подвергались анализу на совпадение между собой в пределах разрешающего времени, равного $7,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Таким образом, двухканальная схема совпадений CC_3 отбирала случаи "тройного" рассеяния, т.е. случаи, когда рассеянная частица и частица отдачи одновременно испытывали рассеяние в анализирующих мишенях на углы, заданные геометрией опыта.

При упругом (pp)-рассеянии на угол 90° с.п.м. поляризации обоих пучков протонов (рассеянных и протона "отдачи"), падающих на мишени-анализаторы, как известно, должны быть равны нулю. Контроль поляризации этих пучков проводился одновременно с основными измерениями и было найдено, что поляризация протонных пучков (обусловленная, например, несовершенством юстировки пучков и счетчиков) если и существует, то по абсолютной величине не превышает $0,003 \pm 0,002$.

§ 3. Калибровочный опыт

Для определения анализирующих способностей вторых рассеяний был проведен калибровочный опыт. В этом эксперименте протоны замедлялись до энергии 385 Мэв с помощью полиэтиленовых фильтров, установленных близ камеры ускорителя, а счетчики 1 и 1', определяющие угол первого рассеяния, располагались так, что выделяли протоны, рассеянные на угол $\vartheta = 41^\circ$ ($\vartheta_{лс} = 19^\circ$). При этом на вторые рассеиватели падали протоны с той же энергией 325 Мэв, что и при проведении корреляционных опытов, а поляризация их в этих условиях составляла $0,39 \pm 0,03^x$.

Было найдено, что асимметрии E_1 и E_2 в рассеянии протонов на мишенях - анализаторах при наличии между счетчиками медного фильтра задающего (вместе с алюминиевым рассеивателем) порог регистрации протонов 260 Мэв равны $E_1 = 0,200 \pm 0,015$ и $E_2 = 0,210 \pm 0,016$. Это соответствует анализирующим способностям вторых рассеяний: $P_1 = 0,51 \pm 0,056$ и $P_2 = 0,54 \pm 0,06$. (11)

x) Это значение поляризации получено усреднением содержащихся в обзоре^{16/} данных для поляризации при энергиях 314 Мэв ($P = 0,38 \pm 0,2$), 315 Мэв ($P = 0,38 \pm 0,2$), и 415 Мэв ($0,41 \pm 0,03$).

§ 4. Корреляционная асимметрия и коэффициент $C_{nn}(90^\circ)$

Коэффициент $C_{nn}(90^\circ)$ дается выражением $C_{nn} = \frac{e}{P_1 P_2}$, где e - истинная корреляционная асимметрия. Экспериментальное значение корреляционной асимметрии e' определялось из соотношения

$$e' = \frac{(N_{LL} + N_{RR}) - (N_{LR} + N_{RL})}{N_{LL} + N_{RR} + N_{LR} + N_{RL}}, \quad (12)$$

где N_{LL} , N_{RR} , N_{LR} , N_{RL} скорости счета двойной схемы совпадений CC_3 в положениях LL , RR , LR , RL , соответственно (см. рис. 1). Значения N_{LL} , N_{RR} , N_{LR} , N_{RL} в опытах находились как разности между полной скоростью счета схемы CC_3 и фоном установки при условии, когда обе анализирующие мишени стоят на своих местах.

Фон установки:

$$N_{\text{фон}} = N^{+-} + N^{-+} - N^{--} + 0,05 N^{++}. \quad (13)$$

Здесь N^{+-} , N^{-+} , N^{--} скорости счета CC_3 при убранной одной или обеих анализирующих мишенях, соответственно. Измерения показали, что $N^{--} \ll N^{++}$, $N^{+-} = N^{-+}$. Поправочный член $0,05 N^{++}$ обязан 5% фону случайных совпадений в схеме совпадений CC_3 . Полный фон составляет около 25% от величины N^{++} .

В результате проведения ряда серий измерений и усреднения было найдено, что корреляционная асимметрия e' равна $e' = 0,267 \pm 0,037$. Для определения истинной корреляционной асимметрии e в полученное значение e' следует внести поправку на ложную корреляцию $e_{\text{ложн.}}$, обусловленную геометрией установки. Расчеты показали, что $e_{\text{ложн.}} = 0,01 \pm 0,04$.

Из найденных значений

$$P_1 = 0,51 \pm 0,056 \quad (14)$$

$$P_2 = 0,54 \pm 0,060$$

$$\text{и } e = e' - e_{\text{ложн.}} = 0,257 \pm 0,037, \quad (11)$$

$$\text{следует, что } C_{nn}(90^\circ) = 0,93 \pm 0,20. \quad (12)$$

§ 5. Обсуждение результатов

1. Используя соотношения (6), (10) и среднее значение коэффициента спиновой корреляции (15), находим, что при энергии 650 Мэв триплетное взаимодействие дает вклад (96%) в сечение упругого рассеяния $I_0(90^\circ)$. Вклад синглетного взаимодействия составляет всего лишь 4%.

Результаты сопоставления значения параметра $C_{nn}(90^\circ) = 0,93 \pm 0,20$, найденного при энергии протонов 650 Мэв с известными его величинами для энергий 310 Мэв^{7/} ($C_{nn}(90^\circ) = 0,84^{+0,10}_{-0,22}$) и 382 Мэв^{8/} ($C_{nn}(90^\circ) = 0,416 \pm 0,084$) указывают на возможную немонотонность изменения отношения вкладов триплетных и синглетных взаимодействий в упругое (pp)-рассеяние в энергетическом интервале 300–650 Мэв.

2. Если принять во внимание связь, существующую между измеренными на опыте значениями параметров $C_{nn}(\vartheta)$ и $D_{nn}(\vartheta)$ и модулями величин B, C, H, G, N или a, b, c, d, e , то имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о (pp)-рассеянии при энергии 650 Мэв оказываются достаточными для определения модулей амплитуд, входящих в матрицу упругого (PP)-рассеяния на угол $\vartheta = 90^\circ$. Результаты вычислений дают для модулей коэффициентов матрицы рассеяния (2) и модулей величин (6) следующие значения:

$$\frac{|B(90^\circ)|^2}{4I_0(90^\circ)} = \frac{|B(90^\circ)|^2}{2I_0(90^\circ)} = \frac{1 - C_{nn}(90^\circ)}{2} = 0,035 \pm 0,1 \quad (13)$$

$$|B(90^\circ)|^2 = |C(90^\circ)|^2$$

$$\frac{2|C(90^\circ)|^2}{I_0(90^\circ)} = \frac{|e(90^\circ)|^2}{2I_0(90^\circ)} = \frac{1 + C_{nn}(90^\circ) + 2D_{nn}(90^\circ)}{4} = 0,95 \pm 0,1 \quad (14)$$

$$\frac{|H(90^\circ)|^2}{2I_0(90^\circ)} = \frac{|d(90^\circ)|^2}{2I_0(90^\circ)} = \frac{1 + C_{nn}(90^\circ) - 2D_{nn}(90^\circ)}{4} = 0,02 \pm 0,1 \quad (15)$$

$$N(90^\circ) = G(90^\circ) = \alpha(90^\circ) = 0. \quad (16)$$

При этом использовалось значение параметра $D_{nn}(90^\circ) = 0,93 \pm 0,17$, найденное в работе ^{/9/} практически при той же энергии протонов.

3. Знание количественных значений модулей амплитуд В, С и Н позволяет, в принципе, сделать оценки параметров Вольфенштейна $R(90^\circ)$ и $A(90^\circ)$ при энергии 650 Мэв. Для этого следует воспользоваться, например, аналитическими выражениями для относительных фазовых сдвигов указанных амплитуд. Проведенные оценки показывают, что при $C_{nn}(90^\circ) = 0,93$ параметры $R(90^\circ)$ и $A(90^\circ)$ мало отличаются по величине и не превосходят значение 0,25.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Головин, В.Джелепов, В.Надеждин, В.Сатаров. ЖЭТФ, 36, 433, 1959.
2. L. Wolfenstein. Phys.Rev. 96, 1654, 1954.
3. R. Oehme. Phys.Rev. 98, 147, 1955.
4. Л.Пуэиков, Р.Рындин, Я.Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592, 1957.
5. В.Владимирский, Я.Смородинский. ДАН, 104, 713, 1955.
6. W. Hess. Rev.Mod.Phys. 30, 368, 1958.
7. J.M. Vasilevsky, V.V. Vishnyakov, E.I. Iliescu, A.A. Tyapkin. Proc. Am. Intern. Conf. on H.E. Physics at Rochester P. 200 (1960).
8. A. Ashmore, A. Diddens, G. Huxtable, K. Skarvag. Proc. Phys.Soc. 72, 289, 1958.
9. Ю.Кумекин, М.Мещеряков, С.Нурушев, Г.Столетов. ЖЭТФ, 35, 1938, 1958.

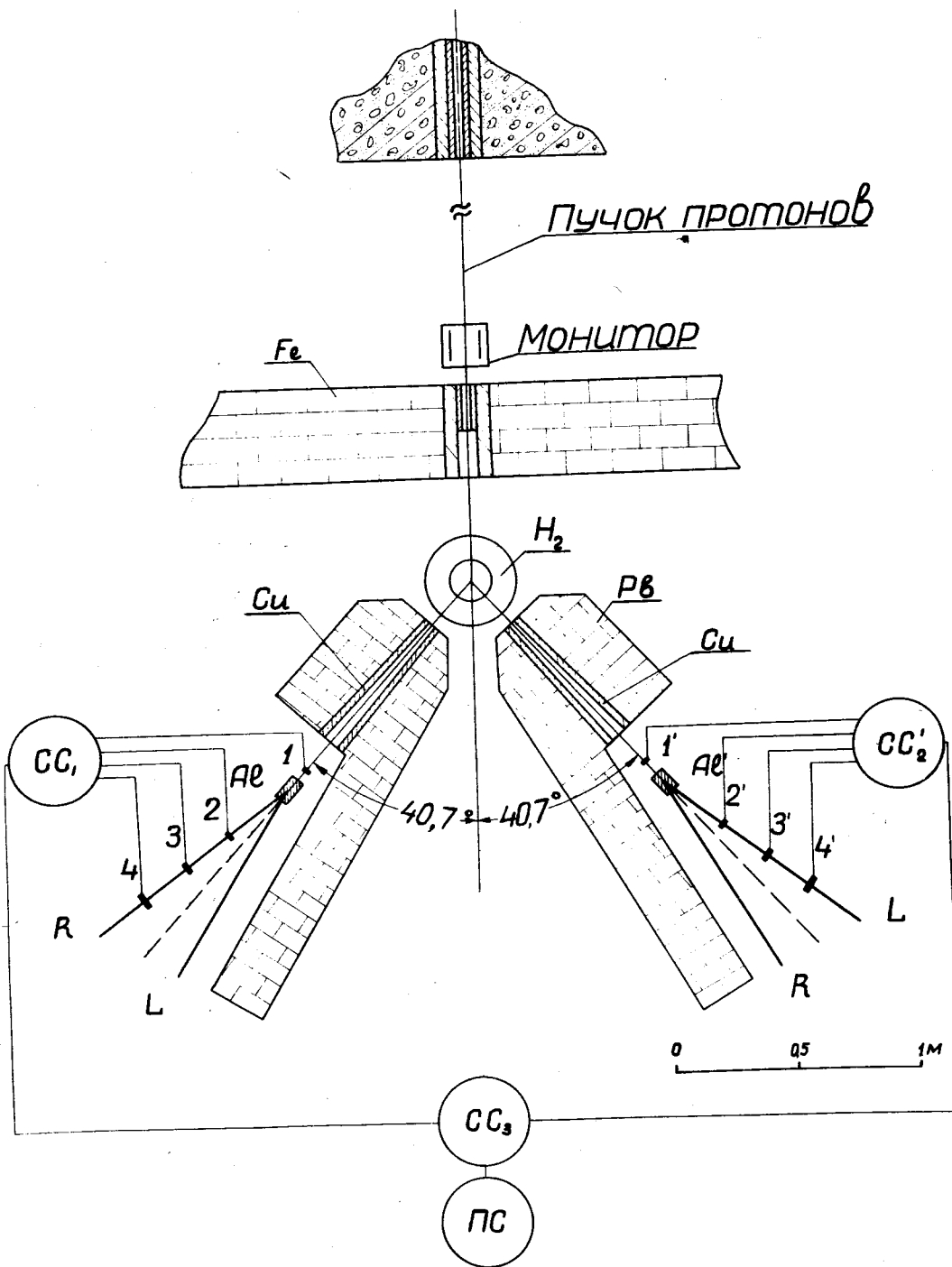


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры в опытах по измерению параметра C_{nn} (90°).