

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ И АНАЛИЗ УПРУГОГО $pp$ – РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ 1 ГэВ

В.Г.Вовченко, А.А.Жданов, В.В.Поляков, О.Я.Федоров, А.В.Шведчиков

Нуклон-нуклонное взаимодействие, с точки зрения кварковой модели частиц, уже не может рассматриваться как элементарное. Тем не менее, оно является отправной точкой любого описания ядерных свойств, и общие феноменологические характеристики, как-то: спиновая структура, угловая и энергетическая зависимости амплитуды (матрицы) рассеяния характеризуют динамику нуклон-ядерного взаимодействия.

Исследование упругого протон-протонного рассеяния (изоспин  $T = 1$ ) является одним из основных источников количественной информации о нуклон-нуклонном взаимодействии. Измерение поляризационных характеристик позволяет провести или прямое восстановление матрицы рассеяния, или восстановить ее с помощью фазового анализа экспериментальных данных. Оба метода взаимосвязаны, но для проведения фазового анализа (ФА) измерения могут быть выполнены в ограниченном интервале углов и аналитически продолжены на весь угловой интервал. При этом используются только самые фундаментальные свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для анализа нуклон-ядерного взаимодействия амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния выражается через спин-зависимые амплитуды:

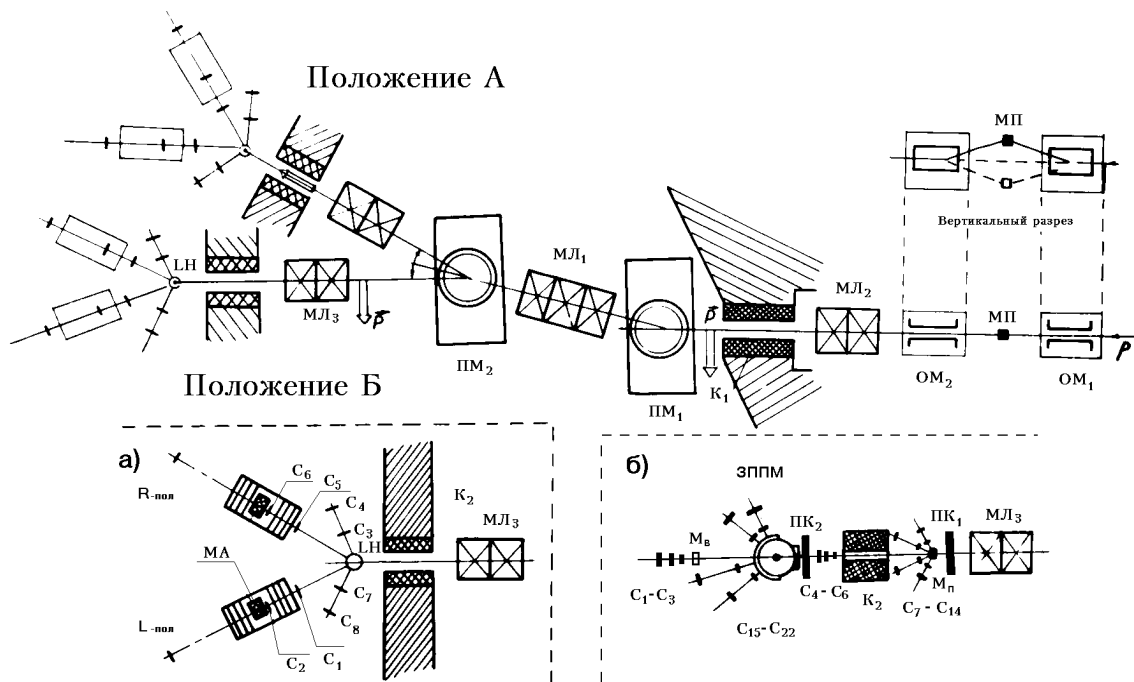
$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}, \quad (1)$$

где  $\vec{\sigma}_{1i}$  и  $\sigma_{2i}$  — проекции спинов на направление базисных ортов в с.ц.м. двух протонов:  $n$ ,  $m$ ,  $l$ . Представление матрицы рассеяния через фазовые сдвиги (ФС) применяется в теории частиц и является тем экспериментальным материалом, который используется для построения динамической теории нуклон-нуклонного взаимодействия.

Программа измерения поляризационных параметров  $pp$  – рассеяния строилась с учетом уже имевшихся в области 1 ГэВ данных. На первом этапе были измерены параметры Вольфштейна  $D(D_{nono}$  и  $K_{onno})$ ,  $R(D_{s'oso}$  и  $K_{os'so})$ ,  $A(D_{s'oko}$  и  $D_{os'ko})$ <sup>1)</sup>, которые определялись из измерений поляризации рассеянных протонов в вертикальной и горизонтальной плоскостях после рассеяния поляризованного протонного пучка на неполяризованной мишени. Индексы  $n$ ,  $k$ ,  $s$  и  $n'$ ,  $k'$ ,  $s'$  обозначают проекции спинов падающих и рассеянных протонов в связанных с ними системах координат. Единичные векторы  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  совпадают с направлениями импульсов соответственно падающего и рассеянного протонов,  $\vec{n}$  и  $\vec{n}'$  направлены по нормали к плоскости рассеяния  $\vec{n} = \vec{n}' = \vec{k} \times \vec{k}'$ ,  $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}$  и  $\vec{s}' = \vec{n} \times \vec{k}'$  лежат в плоскости рассеяния и направлены перпендикулярно, соответственно,  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$ . В дальнейшем измерялись параметры  $A_{oonn}$  и  $M_{s'oko}$  с использованием поляризованной протонной мишени.

<sup>1)</sup> Индексы поляризационных параметров обозначены согласно Медисонской конвенции и приведены в работе Bystricky J., Lehar F., Winternitz P.J. Physique, 1978. V. 39, P. 1.

Чтобы реализовать программу измерений необходимого набора поляризационных параметров в широком интервале углов рассеяния, были созданы пучки протонов, поляризованных во всех трех направлениях: вертикальном, горизонтальном и продольном [1], а также измерена анализирующая способность углерода в интервале энергий 650–1000 МэВ [2]. Поляризованный пучок был получен в результате рассеяния выведенного из синхротрона ПИЯФ протонного пучка на мишени-поляризаторе (МП).



**Рис.1.** Схема тракта поляризованных протонов и установок для измерения поляризационных параметров:  $OM_{1,2}$ ,  $PM_{1,2}$  — магниты,  $MJ_{1,2,3}$  — система квадрупольных линз,  $K_{1,2}$  — коллиматоры.

1а) Установка для измерения параметров  $D$ ,  $A$ ,  $R$ : ЛН — жидководородная мишень; МА — мишень-анализатор;  $C_1-C_4$ ,  $C_5-C_8$  — сцинтилляционные счетчики левого и правого каналов; L-пол., R-пол. — поляриметры.

1б) Установка для измерения с поляризованной протонной мишенью: ЗППМ — замороженная поляризованная протонная мишень;  $M_B$ ,  $M_D$  — мишени вертикального монитора и пучкового поляриметра;  $C_1-C_3$  — счетчики вертикального монитора;  $C_4-C_6$  — счетчики пучкового монитора;  $C_7-C_{14}$  — счетчики пучкового поляриметра;  $C_{15}-C_{22}$  — триггерные сцинтилляционные счетчики;  $PK_{1,2}$  — пропорциональные камеры, контролирующие положение пучка.

На рис.1 представлена схема тракта поляризованных пучков и установок для измерения поляризационных параметров. Неполаризованный пучок протонов отклонялся магнитом  $OM_1$  на МП. Рассеянные под углом  $\Theta_1$  протоны магнитом  $OM_2$  возвращались на основное направление тракта пучка. Магниты  $OM_1$  и  $OM_2$  могли поворачиваться вокруг своей продольной оси, совпадающей с осью тракта пучка, благодаря чему плоскость поляризующего рассеяния была горизонтальной или вертикальной, т.е. рассеянный пучок был

поляризован, соответственно, вертикально или горизонтально. Изменение знака поляризации протонов достигалось изменением полярности магнитов  $OM_1$  и  $OM_2$  и соответствующим перемещением МП. Абсолютная величина поляризации  $P_B$  при этом не менялась, так как угол рассеяния  $\Theta_1$  оставался прежним. Поляризованный пучок формировался системой линз и коллиматоров, очищался и направлялся поворотными магнитами ПМ<sub>1</sub>, ПМ<sub>2</sub> на мишени экспериментальных установок. Каждый из магнитов ПМ поворачивал поляризованный пучок на  $12.3^\circ$ . В случае горизонтально-поляризованного пучка суммарный поворот магнитами на  $24.6^\circ$  соответствовал повороту спина относительно направления импульса на  $90^\circ$  при энергии 970 МэВ и приводил к продольной поляризации пучка (положение А). Чтобы пучок оставался горизонтально-поляризованным, магниты ПМ<sub>1</sub> и ПМ<sub>2</sub> поворачивали протоны в противоположные стороны (положение Б). В каждом из положений А и Б проходил также и вертикально-поляризованный пучок.

Система получения и транспортировки поляризованного пучка имела ряд преимуществ перед аналогичными схемами поляризации протонов путем рассеяния на ядрах, главные из которых:

1. Рассеяние вверх-вниз и влево-вправо давало возможность менять каждое из направлений поляризации на противоположное. Система транспортировки обеспечивала идентичные характеристики этих пучков на мишенях установок. Неоднократно было проверено, что величина поляризации  $P_B$  одинакова при изменении направления, т.е.  $|\vec{P}_B| - |-\vec{P}_B| = 0$  в пределах статистической точности ( $\Delta P_B \leq \pm 0.008$ ).
2. Совмещение вертикального и горизонтального рассеяния на МП обеспечивало идентичную проводку пучков всех направлений поляризации.

Установка для измерения параметров  $D$ ,  $R$  и  $A$  (рис.1а) состояла из системы сцинтилляционных счетчиков ( $C_1-C_4$  и  $C_5-C_8$ ), выделявших случаи упругого  $pp$ -рассеяния, и поляриметров для измерения поляризации рассеянных протонов и протонов отдачи. Установка имела два канала, регистрирующих протоны, рассеянные налево (L-канал) и направо (R-канал) относительно падающего пучка. Поляризованные протоны рассеивались на жидководородной мишени (ЛН). Поляризация рассеянных протонов измерялась поляриметрами, состоящими из двух блоков искровых камер и углеродной мишени-анализатора (МА) между ними (L-поляриметр, R-поляриметр). Измерения параметров  $D$  и  $A$  были проведены в положении А [2, 3], измерение параметра  $R$  — в положении Б [4].

В экспериментах по определению параметров  $A_{oonn}$  и  $M_{s'okn}$  вместо жидководородной мишени использовалась поляризованная протонная мишень замороженного типа (ЗППМ, рис.1б) с поляризацией  $P_T$ , близкой к 100% <sup>2)</sup>. Поляризация рассеянных на ЗППМ протонов измерялась поляриметрами на основе многопроволочных пропорциональных камер. В опытах с поляризованной мишенью определяющее значение имели качество проводки пучка и контроль за интенсивностью и значением поляризации (см. подписи к рис.1б).

Путем измерения угловых распределений интенсивностей рассеянных поляризованных протонов на жидководородной или поляризованной протонной мишенях  $I_{ij}$  определялись асимметрия  $pp$ -рассеяния  $A_{oono} \equiv A_{ooon}$  и коэффициент тензора асимметрии рассеяния  $A_{oonn}$ , равный коэффициенту тензора корреляции поляризации  $C_{nnoo}$  [5]:

$$A_{oono} = \frac{1}{P_B} \frac{I_{+0} - I_{-0}}{\sum I_{ij}} \quad (P_T = 0); \quad (2)$$

<sup>2)</sup> Борисов Н.С. и др. ПТЭ, 1978. №2. С.32.

$$A_{ooon} = \frac{1}{P_T} \frac{(I_{++} - I_{-+}) - (I_{--} - I_{+-})}{\sum I_{ij} - 2(I_{+\phi} + I_{-\phi})} \quad (P_B \neq 0, P_T \neq 0); \quad (3)$$

$$A_{oonn} = \frac{1}{P_B P_T} \frac{(I_{++} - I_{--}) - (I_{+-} - I_{-+})}{\sum I_{ij} - 2(I_{+\phi} + I_{-\phi})} \quad (P_B \neq 0, P_T \neq 0). \quad (4)$$

Здесь первый из двух индексов обозначает направление поляризации пучка (вдоль или против направления  $\vec{n}$ ), второй — направление поляризации мишени,  $I_{i\phi}$  — интенсивность фоновых событий,  $\sum I_{ij}$  — сумма интенсивностей по всем индексам.

Анализ поляризации рассеянных частиц и частиц отдачи проводился с помощью рассеяния на углеродном анализаторе. Зависимость рассеяния на МА от азимутального угла  $\phi_A$  характеризовалась лево-правой асимметрией  $\epsilon$  и асимметрией вверх-вниз  $\delta$ :

$$I_A(\phi_A) = I_{A_0}[1 + \epsilon \cos \phi_A + \delta \sin \phi_A].$$

Асимметрии  $\epsilon$  и  $\delta$  зависят от поляризационных параметров и анализирующей способности углерода  $A_{pC}$ , усредненной по полярному углу  $\Theta_A$  рассеяния на углероде.

В случае рассеяния поляризованных протонов на жидководородной мишени:

$$\epsilon = \frac{[P_{nooo} + D(\vec{P}_B \vec{n})]}{[1 + A_{oono}(\vec{P}_B \vec{n})]} A_{pC}, \quad (5)$$

$$\delta = [A(\vec{P}_B \vec{k}) + A(\vec{P}_B \vec{s})] A_{pC}. \quad (6)$$

В случае рассеяния продольно-поляризованных протонов на протонной мишени, поляризованной вертикально [6]:

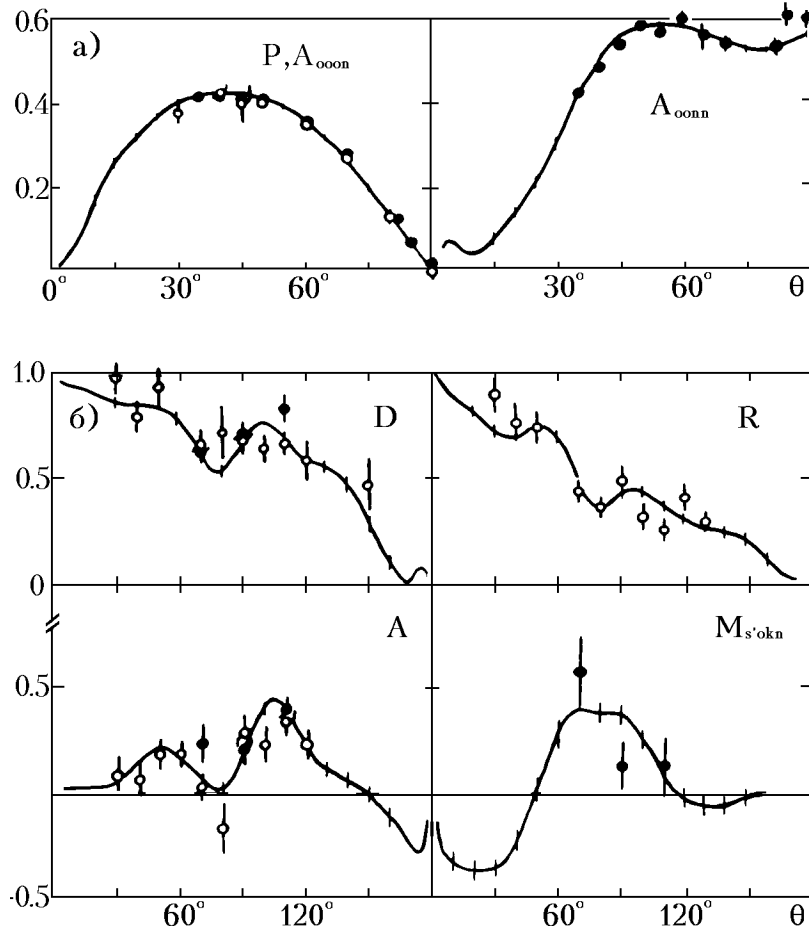
$$\epsilon = \frac{P_{onoo} + K_{onno}(\vec{P}_T \vec{n})}{[1 + A_{oono}(\vec{P}_T \vec{n})]} A_{pC}, \quad (7)$$

$$\delta = \frac{A(\vec{P}_B \vec{k}) + M_{s'okn}(\vec{P}_B \vec{k})(\vec{P}_B \vec{n})}{[1 + A_{oono}(\vec{P}_T \vec{n})]} A_{pC}. \quad (8)$$

$P_{nooo} \equiv P_{onoo} = P$  — поляризация рассеянного протона или протона отдачи, возникающая при рассеянии неполяризованных частиц.

Измерения параметров Вольфенштейна проводились при противоположных направлениях поляризации пучка ( $\pm \vec{n}, \pm \vec{k}, \pm \vec{s}$ ) двумя поляриметрами, что давало 4 значения асимметрий  $\epsilon$  и  $\delta$ , из которых определялись параметры. Это практически исключало влияние аппаратной асимметрии [2, 3, 4]. Измерения на поляризованной мишени проводились с противоположными направлениями поляризации пучка и поляризации мишени и с безводородным эквивалентом мишени. Это позволило получить 4 значения асимметрий  $\epsilon$  и  $\delta$ , а также величину искажения их значений из-за присутствия ядерной составляющей в ЗППМ. В результате исключалось влияние аппаратной асимметрии и фона поляризованной мишени. Однако при вычислении поляризации  $P$  из асимметрий  $\epsilon$  аппаратная асимметрия (если она присутствует) не вычиталась. Кроме того, одним из основных методов контроля корректности измерений была проверка равенства поляризация-асимметрия  $P_{nooo} = A_{oono}$ , которое является следствием  $T$ -инвариантности матрицы рассеяния.

Результаты измерений поляризационных параметров, суммированные по всем экспериментам, представлены на рис.2. Результаты экспериментов с неполяризованной мишенью

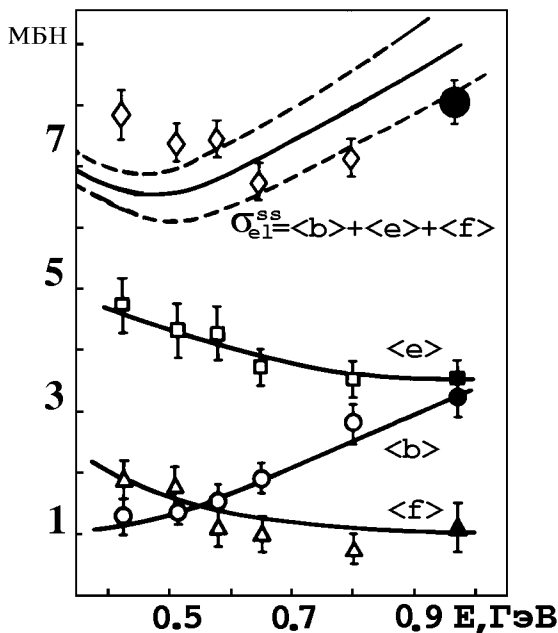


**Рис.2.** Результаты измерений поляризационных параметров:  
 $\circ$  — результат измерений с жидководородной мишенью,  
 $\bullet$  — результаты измерений с поляризованной протонной мишенью;  
 Сплошные кривые соответствуют ФА; сплошная кривая  $P, A_{000n}$  соответствует усредненным значениям  $\langle P \rangle$ .

обозначены светлыми, а результаты с использованием поляризованной мишени — темными кружками. На рис.2а значения  $P$  и  $A_{000n}$  сравниваются с усредненными по мировым данным значениями  $\langle P \rangle$ , которые представлены сплошной кривой. Согласие экспериментальных значений поляризации и асимметрии свидетельствовало о корректном учете фона от сопутствующего вещества поляризованной мишени и об отсутствии заметной приборной асимметрии во всех экспериментах.

По результатам измерений параметров  $D, R, A, A_{00nn}$  и поляризации (асимметрии) был выполнен ФА  $pp$ -рассеяния при фиксированной энергии 970 МэВ с использованием процедуры минимизации  $\chi^2$ -функционала [7]. Использовалась параметризация  $S$ -матрицы в форме Стаппа и др. Парциальные амплитуды представлялись через комплексные фазовые сдвиги  $\delta(2^{S+1}L_J)$ , где  $L, S, J$  — орбитальный момент, спин и полный угловой момент  $pp$ -системы. Действительные части ФС варьировались до  $L_{max}$ , мнимые — до  $L_{max}^{in}$ . Вклад высших парциальных волн учитывался в ОРЕ приближении с константой связи  $g_{\pi N}^2/4\pi = 14.3$ . Параметры смешивания  $\epsilon_J$  полагались действительными. После проведенных измерений число независимых параметров и точность их определения в области

1 ГэВ значительно возросли. Это позволило статистически обоснованно принять  $L_{max} = 7$  и  $L_{max}^{in} = 5$ . Дальнейшее увеличение числа варьируемых параметров не приводило к заметному уменьшению  $\chi^2$ . В качестве начальных ФС использовались 20 решений из ранее выполненных ФА. Кроме того, был проведен случайный поиск решений ФА. Дополнительно к статистическим критериям отбора решений было принято во внимание правильное положение нуля траектории амплитуды Барреле  $f_1$  [8]. В результате найдены два решения, которые существенно отличались зависимостью неупругого взаимодействия от полного момента  $J$  и предсказаниями для угловой зависимости параметров с тремя индексами  $M_{s'okn}$  и  $M_{s'osn}$ . После измерения параметра  $M_{s'okn}$  и уточнения значений  $A$  в области углов  $70 - 110^\circ$  с.ц.м. был повторен ФА, в который были также включены результаты измерений компонентов тензора асимметрии рассеяния  $A_{ookk}$  и  $A_{oook}$ <sup>3)</sup>, выполненные с высокой точностью на поляризованном пучке ускорителя "Сатурн" (Франция). В результате оба решения сошлись, и на рис.2 представлены значения параметров  $D, R, A, M_{s'okn}$  и  $A_{oonn}$ , соответствующие этому решению (сплошные кривые). Решение ФА для значений  $P$  совпадало с усредненной зависимостью  $\langle P \rangle$ . Последующие решения ФА, проведенные группой Арндта и др.<sup>4)</sup>, хорошо согласуются с нашим анализом. Расхождение наблюдается только в соотношении величин мнимых частей ФС с равными полными моментами (например:  $^1S_0 - ^3P_0, ^3P_2 - ^1D_2 - ^3F_2$  и т.д). Это расхождение, по-видимому, связано с ограниченным использованием данных о неупругом нуклон-нуклонном взаимодействии, так как из всей совокупности данных в ФА использовалось только полное неупругое сечение. При этих расхождениях предсказания всех ФА для наблюдаемых величин отличаются в пределах коридора ошибок.



**Рис.3.** Энергетическая зависимость вклада спин-спинового взаимодействия в упругое  $pp$ -рассеяние:  $\sigma_{el}^{ss}$ . Светлые точки получены из ФА до 800 МэВ<sup>5)</sup>, темные получены из нашего ФА. Сплошные кривые получены фитированием энергетической зависимости степенными полиномами.

Параметры Вольфенштейна  $D, A, R,$  и  $A_{oonn}$  характеризуют взаимодействие двух протонов, зависящее от взаимной ориентации спинов. Изменение этих параметров с энергией

<sup>3)</sup> Bystricky J. et al. Nucl. Phys., 1988. V. B 297. P. 653.

<sup>4)</sup> Arndt R.A. et al. Phys. Rev., 1992. V. D45. N 11. P. 3995.

<sup>5)</sup> Dubois R. et al. Nucl. Phys., 1982. V. A 377. P. 554.

отражает изменение вклада спин-зависящих сил, действующих между протонами. В качестве параметров, характеризующих взаимодействия, использовались интегральные амплитуды:

$$\begin{aligned} \langle a \rangle &= \frac{1}{2} \int |a(\theta)|^2 d\Omega, & \langle b \rangle &= \frac{1}{2} \int |b(\theta)|^2 d\Omega, & \langle c \rangle &= \int |c(\theta)|^2 d\Omega, \\ \langle \epsilon \rangle &= \frac{1}{2} \int |\epsilon(\theta)|^2 d\Omega, & \langle f \rangle &= \frac{1}{2} \int |f(\theta)|^2 d\Omega; \\ \sigma_{el}^{tot} &= \langle a \rangle + \langle c \rangle + \langle b \rangle + \langle \epsilon \rangle + \langle f \rangle. \end{aligned}$$

На рис.3 показана энергетическая зависимость вклада спин-спинового взаимодействия в упругое  $pp$ -рассеяние. Отсюда был сделан вывод о том, что с ростом энергии протонов от порога мезообразования до 1 ГэВ вклад спин-спиновых членов в сечение упругого  $pp$ -рассеяния по крайней мере не убывает. Такой же вывод следовал из хорошо известных измерений параметра  $A_{o\text{оnn}}(90^\circ)$  от 1.85 до 11.75 ГэВ/с в АНЛ (США)<sup>6)</sup>, так называемый “Аргонский” эффект”.

В заключение обзора авторы выражают глубокую благодарность светлой памяти Ю.М.Казаринову, который был инициатором и участником многих совместных работ.

## Список литературы

- [1] В.Г. Вовченко, А.А. Жданов, В.М. Железняков, Э.И. Малютенков, В.В. Поляков, В.Е. Попов, А.Н. Прокофьев, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков. Препринт ЛИЯФ-576, 1980, Л., 18 с.
- [2] В.Г. Вовченко, А.А. Жданов, Ю.М. Казаринов, Е.Н. Комаров, В.В. Поляков, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков, С.В. Язикова. // Письма в ЖЭТФ, 1979. Т.29 (вып. 1). С. 95–99.  
В.Г. Вовченко, А.А. Жданов, В.В. Поляков, О.Я. Федоров. Труды Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Протвино, 14–17 сентября 1983. Серпухов, 1984, С. 34–38.
- [3] В.Г. Вовченко, Г.А. Городницкий, А.А. Жданов, В.И. Лазарев, Э.И. Малютенков, В.В. Поляков, В.Е. Попов, А.Н. Прокофьев, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков, С.В. Язикова. // Ядерная физика, 1980. Т. 32 (вып. 1), С. 164–173.
- [4] В.Г. Вовченко, В.А. Ефимовых, А.А. Жданов, В.В. Поляков, В.Е. Попов, А.Н. Прокофьев, О.Е. Федоров, А.В. Шведчиков. // Ядерная физика, 1981. Т. 33 (вып. 6). С. 1551–1561.
- [5] Н.С. Борисов, В.Г. Вовченко, В.А. Ефимовых, А.А. Жданов, М.Ю. Казаринов, Ю.М. Казаринов, Ю.Ф. Киселев, А.И. Ковалев, М.Ю. Либург, В.И. Матафонов, В.В. Поляков, В.Е. Попов, А.Н. Прокофьев, В.Ю. Траутман, Ю.А. Усов, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков. // Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 34 (вып. 3). С. 137–140.

---

<sup>6)</sup> Crossbie E.A. et al. Phys. Rev., 1981. V. D41, N 3. P. 600.

- [6] *Н.А. Бажанов, В.Г. Вовченко, В.А. Ефимовых, А.А. Жданов, Ю.М. Казаринов, Ю.Ф. Киселев, А.И. Ковалев, В.В. Поляков, В.Е. Попов, А.Н. Прокофьев, В.Ю. Траутман, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков, А.Н. Черников.* // Письма в ЖЭТФ, 1988. Т. 47 (вып. 9). С. 435–437.
- [7] *В.Г. Вовченко, А.А. Жданов, В.В. Поляков, О.Я. Федоров, А.В. Шведчиков.* Препринт ЛИЯФ–995, 1984, Л., 26 с.
- [8] *Вовченко В.Г., Гребенюк О.Г., Федоров О.Я.* // Ядерная физика, 1986. Т. 44 (вып. 2). С. 456–459.