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:

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

где σ_{1i} и σ_{2i} — проекции спинов на направление базисных ортов в с.ц.м. двух протонов: $\vec{n}$, $\vec{m}$, $\vec{l}$. 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 Вольфенштейна $D(D_{nono}$ и $K_{onno})$, $R(D_{s'oso}$ и $K_{os'so})$, $A(D_{s'oko}$ и $D_{os'ko})$[1] , 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.

[1] 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 синхроциклотрона ПИЯФ протонного пучка на мишени-поляризаторе(МП).

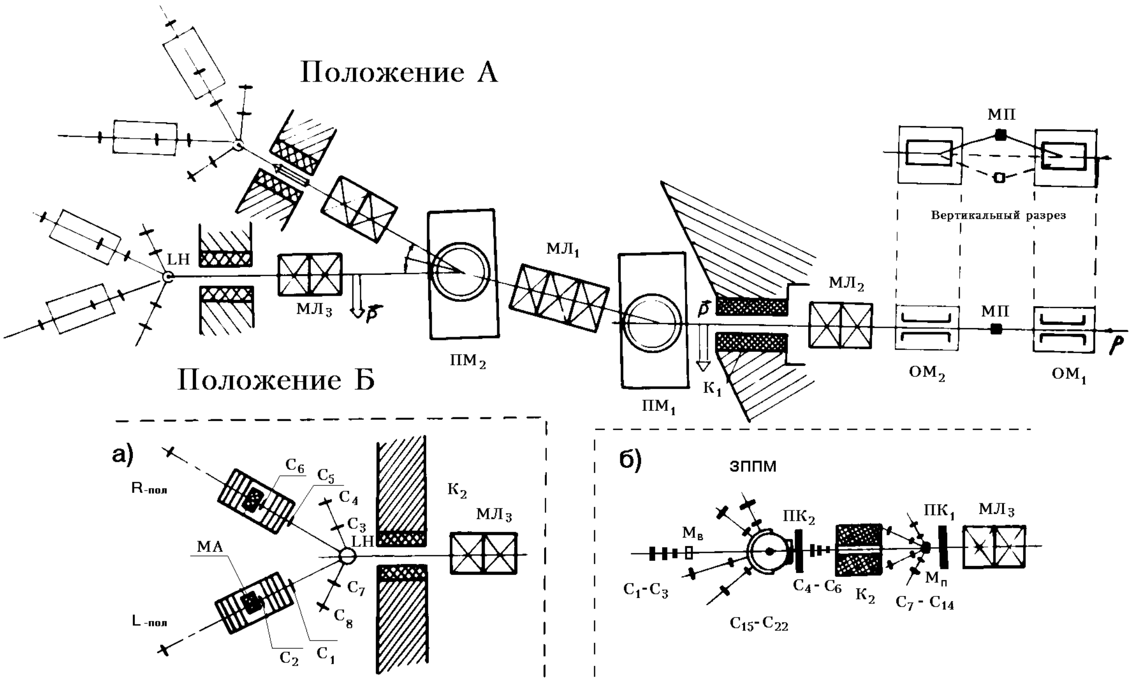

Рис.1. Схема тракта поляризованных протонов и установок для измерения поляризационных параметров: $ОМ_{1,2}$, $ПМ_{1,2}$ — магниты, $МЛ_{1,2,3}$ — система квадрупольных линз, $К_{1,2}$ — коллиматоры.
1а) Установка для измерения параметров D, A, R: LH — жидководородная мишень; МА — мишень-анализатор; $C_1 - C_4$, $C_5 - C_8$ — сцинтилляционные счетчики левого и правого каналов; L-пол., R-пол. — поляриметры.
1б) Установка для измерения с поляризованной протонной мишенью: ЗППМ — замороженная поляризованная протонная мишень; $М_B$, $М_П$ — 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; $ПК_{1,2}$ — пропорциональные камеры, контролирующие положение пучка.

На рис.1 представлена схема тракта поляризованных пучков и установок для измерения поляризационных параметров. Неполяризованный пучок протонов отклонялся магнитом $ОМ_1$ на МП. Рассеянные под углом Θ_1 протоны магнитом $ОМ_2$ возвращались на основное направление тракта пучка. Магниты $ОМ_1$ и $ОМ_2$ 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 Θ_1 оставался прежним. Поляризованный пучок формировался системой линз и коллиматоров, очищался и направлялся поворотными магнитами $ПМ_1$, $ПМ_2$ на мишени экспериментальных установок. Каждый из магнитов ПМ поворачивал поляризованный пучок на $12.3°$. В случае горизонтально-поляризованного пучка суммарный поворот магнитами на $24.6°$ соответствовал повороту спина относительно направления импульса на $90°$ при энергии 970 МэВ и приводил к продольной поляризации пучка (положение А). Чтобы пучок оставался горизонтально-поляризованным, магниты $ПМ_1$ и $ПМ_2$ 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 (LH). 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% [2]. 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]:

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

[2] Борисов Н.С. и др. ПТЭ, 1978. №2. С. 32.

$$A_{ooon} = \frac{1}{P_T}\frac{(I_{++} - I_{-+}) - (I_{--} - I_{+-})}{\sum I_{ij} - 2(I_{+\not{\delta}} + I_{-\not{\delta}})} \qquad (P_B \neq 0, P_T \neq 0); \tag{3}$$

$$A_{oonn} = \frac{1}{P_B P_T}\frac{(I_{++} - I_{--}) - (I_{+-} - I_{-+})}{\sum I_{ij} - 2(I_{+\not{\delta}} + I_{-\not{\delta}})} \qquad (P_B \neq 0, P_T \neq 0). \tag{4}$$

Здесь первый из двух индексов обозначает направление поляризации пучка (вдоль или против направления $\vec{n}$), второй — направление поляризации мишени, $I_{i\not{\delta}}$ — 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 ϕ_A характеризовалась лево-правой асимметрией ϵ и асимметрией вверх-вниз δ:

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

Асимметрии ϵ и δ зависят от поляризационных параметров и анализирующей способности углерода A_{pC}, усредненной по полярному углу Θ_A рассеяния на углероде.

В случае рассеяния поляризованных протонов на жидководородной мишени:

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

$$\delta = [A(\vec{P_B}\vec{k}) + A(\vec{P_B}\vec{s})]A_{pC}. \tag{6}$$

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

$$\epsilon = \frac{P_{onoo} + K_{onno}(\vec{P_T}\vec{n})}{[1 + A_{ooon}(\vec{P_T}\vec{n})]}A_{pC}, \tag{7}$$

$$\delta = \frac{A(\vec{P_B}\vec{k}) + M_{s'okn}(\vec{P_B}\vec{k})(\vec{P_B}\vec{n})}{[1 + A_{ooon}(\vec{P_T}\vec{n})]}A_{pC}. \tag{8}$$

$P_{nooo} \equiv P_{onoo} = P$ — 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 ϵ и δ, из которых определялись параметры. Это практически исключало влияние аппаратурной 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 ϵ и δ, а также величину искажения их значений из-за присутствия ядерной составляющей в ЗППМ. В результате исключалось влияние аппаратурной асимметрии и фона поляризованной мишени. Однако при вычислении поляризации P из асимметрий ϵ аппаратурная асимметрия (если она присутствует) не вычиталась. Кроме того, одним из основных методов контроля корректности измерений была проверка равенства поляризация-асимметрия $P_{nooo} = A_{ooon}$, которое является следствием T-инвариантности матрицы рассеяния.

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

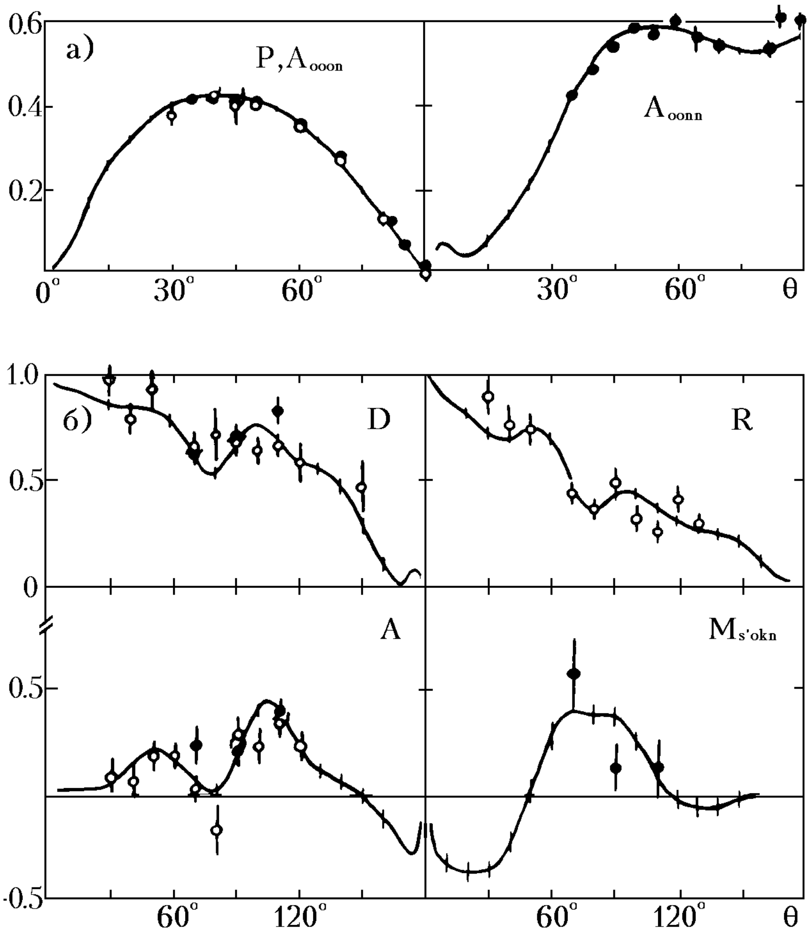

Рис.2. Результаты измерений поляризационных параметров:
ɸ — результат измерений с жидководородной мишенью,
● — результаты измерений с поляризованной протонной мишенью;
Сплошные кривые соответствуют ФА; сплошная кривая P, A_{ooon} соответствует усредненным значениям $<P>$.

обозначены светлыми, а результаты с использованием поляризованной мишени — темными кружка́ми. На рис.2а значения P и A_{ooon} сравниваются с усредненными по мировым данным значениями $<P>$, 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_{oonn} и поляризации (асимметрии) был выполнен ФА pp−рассеяния при фиксированной энергии 970 МэВ с использованием процедуры минимизации χ^2-функционала [7]. Использовалась параметризация S-матрицы в форме Стаппа и др. Парциальные амплитуды представлялись через комплексные фазовые сдвиги $\delta(^{2S+1}L_J)$, где L, S, J — орбитальный момент, спин и полный угловой момент pp-системы. Действительные части ФС варьировались до L_{max}, мнимые — до L^{in}_{max} Вклад высших парциальных волн учитывался в OPE приближении с константой связи $g^2_{\pi N}/4\pi\ =\ 14.3$. Параметры смешивания ϵ_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 $L^{in}_{max} = 5$. Дальнейшее увеличение числа варьируемых параметров не приводило к заметному уменьшению χ^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° с.ц.м. был повторен ФА, в который были также включены результаты измерений компонентов тензора асимметрии рассеяния A_{oosk} и A_{ookk} [3)], 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 $<P>$. Последующие решения ФА, проведенные группой Арндта и др.[4)], 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.

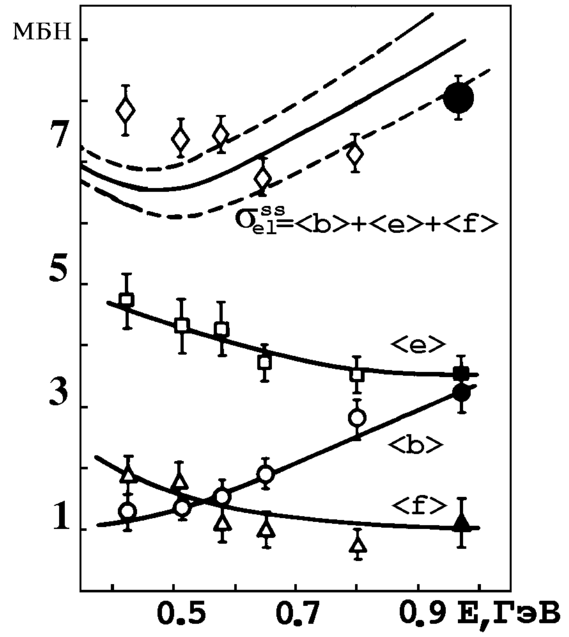

Рис.3. Энергетическая зависимость вклада спин-спинового взаимодействия в упругое pp–рассеяние: σ^{ss}_{el}. Светлые точки получены из ФА до 800 МэВ[5)], темные получены из нашего ФА. Сплошные кривые получены фитированием энергетической зависимости степенными полиномами.

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

[3)] Bystricky J. et al. Nucl. Phys., 1988. V. B 297. P. 653.
[4)] Arndt R.A. et al. Phys. Rev., 1992. V. D45. N 11. P. 3995.
[5)] 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:

$$<a> = \frac{1}{2}\int |a(\theta)|^2\, d\Omega, \qquad <b> = \frac{1}{2}\int |b(\theta)|^2\, d\Omega, \qquad <c> = \int |c(\theta)|^2\, d\Omega,$$

$$<e> = \frac{1}{2}\int |e(\theta)|^2\, d\Omega, \qquad <f> = \frac{1}{2}\int |f(\theta)|^2\, d\Omega;$$

$$\sigma_{el}^{tot} = <a> + <c> + <b> + <e> + <f>.$$

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 мезонообразования 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 $A_{oonn}(90^\circ)$ от 1.85 до 11.75 ГэВ/с в АНЛ (США) [6)], 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.

[6)] 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.