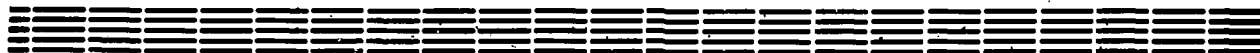


Препринт ЕФИ-1002(52)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г.Л.БАЯТЯН, Л.С.ДАВТЯН

**К АНАЛИЗУ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ  
В СПИН-ОРБИТАЛЬНОМ РАССЕЯНИИ**

ЦНИИАтоминформ  
ЕРЕВАН — 1987

Գ.Լ.ԲԱՅԱԹՅԱՆ, Լ.Ս.ԴԱՎԹՅԱՆ

ՍՊԻՆ-ՈՒՂԵԾՐԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ՊՍԵՎԴՈՍԱԿԱԼՅԱՐ  
ԿՈՌԵԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Դիտարկված են պսևդոսկալյար կոռելյացիաները սպին-ուղեծրային  
ցրման ոչ ռելյատիվիստական ամպլիտուդում: Անացված են ֆորմուլաներ  
որոնք ընդհանրացնում են ցրումների կտրվածքի և վերջնական ըևեռացի-  
ման հայտնի արտահայտությունները:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1987



Preprint ~~BM~~-I002(52)-87

G.L. BAYATIAN, L.S. DAVTIAN

ON ANALYSIS OF PSEUDOSCALAR CORRELATIONS  
IN SPIN-ORBITAL SCATTERINGS

The pseudoscalar correlations are considered in the spin-orbital scattering nonrelativistic amplitude. Formulae generalizing the familiar expressions for the scattering cross-section and final polarization are obtained.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

Препринт ЕФИ-1002(52)-87

УДК 53:00 I.I

Г.Л.БАЯТЯН, Л.С.ДАВТЯН

К АНАЛИЗУ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ  
В СПИН-ОРБИТАЛЬНОМ РАССЕЙНИИ

Рассмотрены псевдоскалярные корреляции в нерелятивистской амплитуде спин-орбитального рассеяния. Получены формулы, обобщающие известные выражения для сечения рассеяния и конечной поляризации.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

## Введение

Исследование эффектов, являющихся следствием несохранения пространственной четности (P-нечетные эффекты) представляется необходимым звеном понимания природы адрон-адронных взаимодействий. Однако экспериментальное исследование P-нечетных эффектов связано со значительными трудностями, и прежде всего, с малостью наблюдаемых эффектов: отношение к фону  $\sim 10^{-7}$ . Тем не менее, слабое несохранение четности в ядерных взаимодействиях следовало уже из многочисленных экспериментов, исследующих распадные процессы (например,  $\alpha$ -распад  $2^-$  состояния ядра  $^{16}\text{O}$ ). Отметим, далее, эксперименты по рассеянию поляризованных протонов (нейтронов) на бесспиновых ядрах и неполяризованной мишени. Полное сечение в этих процессах можно представить в виде [1]

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_p(\vec{P} \cdot \vec{k}),$$

где  $\vec{P}$  - поляризация начального пучка. Рассматривается интегральная асимметрия рассеяния

$$A = \frac{\sigma_p}{\sigma_0}.$$

Приведем результаты некоторых измерений [2] по рассеянию поля-

ризованных протонов на неполяризованных мишенях

$$\begin{aligned}A_{pp} (15 \text{ МэВ}) &= (-1,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-7}, \\A_{pp} (45 \text{ МэВ}) &= (-3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}, \\A_{pd} (15 \text{ МэВ}) &= (-0,35 \pm 0,85) \cdot 10^{-7}, \\A_{pH_2O} (5 \text{ ГэВ}) &= (2,65 \pm 0,60) \cdot 10^{-6}.\end{aligned}$$

Естественно предположение о том, что эти эффекты обусловлены слабым взаимодействием частиц. Возможность интерференции слабого и сильного взаимодействий позволяет надеяться на повышение, в некоторых случаях, порядка  $P$ -нечетных эффектов вплоть до  $10^{-3}$  [3,10]. В экспериментах наибольшего успеха добилась группа Абова [4]. Была обнаружена анизотропия испускания  $\gamma$ -квантов ( $\sim 10^{-4}$ ) при захвате поляризованных нейтронов ядром  $^{238}\text{Pu}$ . Большая величина эффекта обусловлена так называемым динамическим усилением, или близостью ядерных уровней, соответствующих состояниям с различной четностью. В последующие годы, оказалась успешной работа по изучению циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испускаемых неполяризованными ядрами на основе интегральной техники Лобашева [5]. Отметим также работу [6], где была обнаружена асимметрия вылета легкого осколка деления ядра относительно направления спина захваченного ядром теплового нейтрона.

Величина  $P$ -нечетных эффектов с ростом энергии должна возрастать [7]. Однако при этом уменьшается и абсолютная разность сечений для противоположных направлений поляризации частиц. Поэтому предпочтительно проведение измерений при низких энергиях ( $\sim 150$  МэВ).

Теоретическое описание P-нечетных эффектов впервые рассматривалось в работе [8], высокоэнергетическое рассмотрение проведено в [9].

Цель этой работы - уточнение предпосылок, обуславливающих малую величину P-нечетных эффектов; оказывается, что малость псевдоскалярных корреляций в матрице перехода не является необходимым условием малости эффектов нарушения четности на уровне сечения, как обычно предполагалось.

### Псевдоскалярные поправки

Матрица перехода для спин-орбитального рассеяния имеет следующий вид

$$M_0 = a + b(\vec{n} \cdot \vec{\sigma}), \quad (1)$$

где  $\vec{n}$  - единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния,  $\vec{\sigma}$  - матрицы Паули.

Введение псевдоскалярных корреляций в амплитуду рассеяния, независимо от их конкретного выбора,  $\vec{p} \cdot \vec{\sigma}$  или  $\vec{r} \cdot \vec{\sigma}$ , приводит в матрице перехода к "смещению" сопряженного с  $\vec{\sigma}$  вектора  $\vec{n}$  (точнее  $b\vec{n}$ ) от нормали к плоскости рассеяния. Как следствие, для матрицы перехода получим следующее обобщенное выражение.

$$M = a + (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}), \quad (2)$$

где

$$\vec{b} = b_k \vec{k} + b_s \vec{s} + b_n \vec{n}.$$

$\vec{k}$  - единичный вектор в направлении начального относительного импульса,  $\vec{s} = [\vec{n} \times \vec{k}]$ .

Как отмечалось выше, псевдоскалярные корреляции в полном сечении проявляются слабо. Обычно предполагается, что такая ситуация равносильна условию

$$|b_x|, |b_s| \ll |b_n|.$$

Однако, из дальнейшего следует, что это условие не является обязательным. Действительно, рассмотрим сечение рассеяния, соответствующее (2).

#### Дополнительный член в сечении

Как и в "чистом" спин-орбитальном рассеянии, при учете псевдоскалярных корреляций, сечение можно представить в виде

$$\sigma = \text{Sp} (M_\rho M^\dagger), \quad (3)$$

где  $\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{\zeta} \cdot \vec{P})$  матрица плотности начальных состояний. Рассмотрим комбинацию, стоящую под знаком шпура, в спин-орбитальном рассеянии

$$\begin{aligned} M_{0\rho} M_0^\dagger &= \frac{1}{2} (a + b(\vec{n} \cdot \vec{\zeta})) (1 + \vec{\zeta} \cdot \vec{P}) (a^* + b^*(\vec{n} \cdot \vec{\zeta})) = \\ &= \frac{1}{2} [ |a|^2 + |b|^2 + 2 \text{Re} (ab^*) (\vec{n} \cdot \vec{\zeta}) + |a|^2 (\vec{\zeta} \cdot \vec{P}) + \\ &+ 2 \text{Re} (ab^*) (\vec{n} \cdot \vec{P}) + 2 \text{Im} (ab^*) \vec{\zeta} [\vec{n} \times \vec{P}] + \\ &+ |b|^2 (\vec{\zeta} \cdot \vec{n}) (\vec{n} \cdot \vec{P}) + |b|^2 i (\vec{\zeta} \cdot \vec{n}) (\vec{\zeta} \cdot [\vec{P} \times \vec{n}]) ]. \end{aligned} \quad (4)$$

В преобразовании этой комбинации используется известное соотношение для матриц Паули

$$(\vec{z} \cdot \vec{A})(\vec{z} \cdot \vec{B}) = (\vec{A} \cdot \vec{B}) + i\vec{z} [\vec{A} \times \vec{B}], \quad (5)$$

Последнее слагаемое в (4) при этом запишется в виде

$$(\vec{z} \cdot \vec{n})(\vec{z} \cdot [\vec{P} \times \vec{n}]) = i\vec{z} [\vec{n} [\vec{P} \times \vec{n}]].$$

Вычисляя штур, мы приходим к выражению для сечения спин-орбитального рассеяния:

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \vec{P}_0 \cdot \vec{P}), \quad (6)$$

$\sigma_0 = |a|^2 + |b|^2$  - сечение рассеяния на неполяризованной мишени,  
 $\vec{P}_0 = \frac{2 \operatorname{Re}(ab^*)}{\sigma_0} \vec{n}$  - конечная поляризация при рассеянии на неполяризованной мишени.

Комбинация, построенная на основе (2), выглядит несколько иначе:

$$\begin{aligned} M_{\rho} M^{\dagger} = & \frac{1}{2} [ |a|^2 + 2(\operatorname{Re}(ab^*) \cdot \vec{z}) + |\vec{b}|^2 + i\vec{z} [\vec{b} \times \vec{b}^*] + \\ & + |a|^2 (\vec{z} \cdot \vec{P}) + a^* [(\vec{b} \cdot \vec{P}) + i\vec{z} [\vec{b} \times \vec{P}]] + a [(\vec{b}^* \cdot \vec{P}) - i\vec{z} [\vec{b}^* \times \vec{P}]] + \\ & + (\vec{b} \cdot \vec{z}) [(\vec{P} \cdot \vec{b}^*) + i\vec{z} [\vec{P} \times \vec{b}^*]] ]. \end{aligned}$$

Из (5) нетрудно получить, что

$$\begin{aligned} (\vec{b} \cdot \vec{z}) \vec{z} &= \vec{b} + i [\vec{z} \times \vec{b}], \\ \vec{z} (\vec{b} \cdot \vec{z}) &= \vec{b} - i [\vec{z} \times \vec{b}]. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (7), имеем

$$\begin{aligned}
M_p M^+ &= \frac{1}{2} [ |a|^2 + 2(\operatorname{Re}(a\vec{b}^*) \cdot \vec{z}) + |\vec{b}|^2 + i\vec{z} [\vec{b} \times \vec{b}^*] + \\
&+ |a|^2 (\vec{z} \cdot \vec{P}) + 2(\operatorname{Re}(a\vec{b}^*) \cdot \vec{P}) + 2(\vec{z} \cdot [\operatorname{Im}(a\vec{b}^*) \times \vec{P}]) + \\
&+ (\vec{b} \cdot \vec{z})(\vec{P} \cdot \vec{b}^*) + i[\vec{b} + i[\vec{z} \times \vec{b}]] [\vec{P} \times \vec{b}^*] ].
\end{aligned} \tag{8}$$

В последнем слагаемом смешанное произведение запишем по-другому

$$\begin{aligned}
i\vec{b} [\vec{P} \times \vec{b}^*] &= -i[\vec{b} \times \vec{b}^*] \vec{P} = \\
&= -i[(\operatorname{Re} \vec{b} + i\operatorname{Im} \vec{b}) \times (\operatorname{Re} \vec{b} - i\operatorname{Im} \vec{b})] \vec{P} = 2[\operatorname{Im} \vec{b} \times \operatorname{Re} \vec{b}] \vec{P}.
\end{aligned}$$

Штур от (8) дает

$$\sigma = \sigma_0^{(ps)} [ 1 + (\vec{P}_0^{(ps)} - \vec{P}^{(ps)}) \cdot \vec{P} ], \tag{9}$$

где  $\sigma_0^{(ps)} = |a|^2 + |\vec{b}|^2$  - сечение рассеяния на неполяризованной мишени с учетом псевдоскалярных корреляций,

$$\vec{P}_0^{(ps)} \equiv \frac{2\operatorname{Re}(a\vec{b}^*)}{\sigma_0^{(ps)}}, \quad \vec{P}^{(ps)} \equiv \frac{2[\operatorname{Re} \vec{b} \times \operatorname{Im} \vec{b}]}{\sigma_0^{(ps)}}.$$

При замене  $\vec{b}$  на  $b\vec{n}$  (9) переходит в известное выражение (6).

Дополнительный член, возникающий в (9), есть следствие того, что вектор  $\vec{b}$ , вообще говоря, комплексный. Наличие такого члена обуславливает возможность взаимной компенсации членов, зависящих от начальной поляризации.

#### Конечная поляризация

Рассмотрим соответствующее (9) выражение для конечной

поляризации

$$\vec{P}' = \frac{\text{Sp}(\vec{z} M_p M^+)}{\text{Sp}(M_p M^+)}$$

Пользуясь (8), имеем:

$$\begin{aligned} \vec{z} M_p M^+ = & \frac{1}{2} [ |a|^2 \vec{z} + 2\vec{z} (\text{Re}(a\vec{b}^*) \cdot \vec{z}) + |\vec{b}|^2 \vec{z} + i\vec{z} (\vec{z} [\vec{b} \times \vec{b}^*]) + \\ & + |a|^2 \vec{z} (\vec{z} \cdot \vec{P}) + 2\vec{z} (\text{Re}(a\vec{b}^*) \cdot \vec{P}) + 2\vec{z} (\vec{z} [\text{Im}(a\vec{b}^*) \times \vec{P}]) + \\ & + \vec{z} (\vec{b} \cdot \vec{z}) (\vec{P} \cdot \vec{z}) + i\vec{z} (\vec{b} \cdot [\vec{P} \times \vec{b}^*]) - \vec{z} ([\vec{z} \times \vec{b}] [\vec{P} \times \vec{b}^*]) ], \end{aligned}$$

преобразуя на основе (7) и опустив слагаемые, шпур которых заведомо равен нулю, получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [ 2\text{Re}(a\vec{b}^*) + i[\vec{b} \times \vec{b}^*] + |a|^2 \vec{P} + 2[\text{Im}(a\vec{b}^*) \times \vec{P}] + \\ + \vec{b} (\vec{P} \cdot \vec{b}^*) + [[\vec{P} \times \vec{b}^*] \cdot \vec{b} ] ]. \end{aligned}$$

Наконец, взяв шпур, получим

$$P_i' = \frac{P_{0i}^{(ps)} + P_i^{(ps)} + D_{ik}^{(ps)} P_k}{1 + (P_{0i}^{(ps)} - P_i^{(ps)}) P_i}, \quad (10)$$

где  $D_{ik}^{(ps)} = \frac{1}{2^{(ps)}} [ |a|^2 \delta_{ik} + b_i b_k^* + 2e_{ikl} \text{Im}(a^* b_l) + e_{prl} e_{rkt} b_r b_t^* ]$

- тензор деполяризации с учетом псевдоскалярных корреляций.

Для сравнения приведем выражение для конечной поляризации, соответствующее (6)

$$P_i' = \frac{P_{oi} + D_{ik} P_k}{1 + P_{oi} P_i} ,$$

$$D_{ik} = \frac{1}{2\epsilon_0} [ |a|^2 \delta_{ik} + |b|^2 \delta_{zi} \delta_{zk} + 2 \operatorname{Im}(a^* b) \epsilon_{ike} \delta_{ze} ] . \quad (\text{II})$$

Итак, в отличие от формул (6) и (II), соответствующих "чистому" спин-орбитальному рассеянию, формулы (9) и (10) приводят к качественно отличному описанию "компланарной" геометрии эксперимента (вектор поляризации  $\vec{P}$  лежит в плоскости рассеяния). Из (9) следует, что для малости величины псевдоскалярных корреляций на уровне сечения, когда разность  $\vec{P}_0^{(P_0)} - \vec{P}^{(P_0)}$  перпендикулярна плоскости рассеяния, условие отсутствия псевдоскалярных вкладов в матрицу перехода

$$|v_k|, |v_s| \ll |v_n|$$

не является необходимым. Таким образом, существует специфическая возможность "экранировки" P-нечетных эффектов в сечении. Как следствие, идентификация псевдоскалярных корреляций может быть основана только на данных полного поляризационного эксперимента.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лапидус Л.И. Поляризациянные явления в адронных соударениях при промежуточных энергиях. ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.3, с.493-554.
2. Копелиович В.Б. Новые результаты по нарушению P-четности в протон-протонном и нуклон-ядерном взаимодействиях. УФН, 1981, том.134, вып.4, с.731-737.
3. Шапиро И.С. Ядерные силы, не сохраняющие четность. УФН, 1968, т.95, вып.4, с.647-655.
4. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. Нарушение пространственной четности в ядерных взаимодействиях. УФН, 1976, т.118, вып.1, с.141-173.
5. Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф. и др. Исследование несохранения четности в  $\gamma$ -распаде  $Ta^{181}$  и  $Lu^{175}$ . ЯФ, 1971, т.13, вып.3, с.555-575.
6. Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дроняев В.П. и др. P-нечетная асимметрия при делении  $Pu^{239}$  и поляризованными тепловыми нейтронами. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, вып.3, с.197-199.
7. Герштейн С.С., Фоломешкин В.Н., Хлопов М.Ю. P-нечетные эффекты в  $\pi N$  - рассеянии при низких энергиях и определение изотопической структуры слабого лептонного взаимодействия. ЯФ, 1974, т.20, вып.4, с.737-745.
8. Simonius M Parity violation in proton scattering.- Phys. Lett., 1972, vol.41B, N.4, p.415-418.

9. Франкфурт Л.Л. Об электромагнитных и слабых поправках к рассеянию адронов высоких энергий. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, вып.11, с.536-538.
10. Бунаков В.Е., Гудков В.П. О резонансном усилении  $T$ -нечетных эффектов. Препринт ЛИЯФ, № 1236, 1986.

Рукопись поступила 10 июля 1987 г.

Г.Л.БАЯТЯН, Л.С.ДАВТЯН

К АНАЛИЗУ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В СПИН-ОРИТАЛЬНОМ  
РАССЕЯНИИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 24/IX-87г. ВФ-08257

Офсетная печать. Уч. изд. л. 24/IX-87г.

Зак. тип. № 574

Формат 60x84/16

Тираж 299 экз. Ц. 10 к.

Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркарян 2

**The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Markaryan St., 2  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR**

**индекс 3624**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**