Р-109

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.И.ЛАПИДУС

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЖЭТФ, 1958, т 34, в 5, с 1148 - 1153.

1957 г.

Р-109

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.И.ЛАПИДУС

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1957 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматриваются поляризационные явления в упругом рассеянии при высоких энергиях. Показано, что при упругом рассеянии на малые углы возможно получение пучков нуклонов со значительной поляризацией. Обсуждается применимость приближения "черного ядра" и "серого поглощающего ядра" в р-р рассеянию при высоких энергиях.

I. В настоящей работе обсуждается вопрос о поляризационных явлениях при высоких энергиях. Выясняется, какими особенностями обладают поляризационные явления в приближении, когда для сечения рассеяния, усредненного по спинам, возникают "диффракционные" выражения и какие сведения можно извлечь из результатов экспериментов по изучению поляризации при высоких энергиях, когда упругое рассеяние в большой степени определяется наличием неупругих процессов.

Рассмотрим вначале упругое рассеяние частиц со спином I/2 на бесспиновых частицах (случай /0,I/2/).

В большинстве опубликованных работ[x)] после введения эффективного потенциала делаются различные предположения о радиальной зависимости потенциалов и обсуждаются результаты сравнения

[x)] Работ, в которых поляризационные явления при рассеянии на ядрах рассматриваются с использованием представлений оптической модели, много. Отметим работы Ризенфельда и Ватсона[I)] и Брауна[2)], где можно найти ссылки на другие работы.

Автор пользуется случаем поблагодарить д-ра Брауна за присылку ряда неопубликованных результатов.

с экспериментальными данными с точки зрения определения параметров эффективного потенциала (см, например,[3]).

2. Поступим иначе. Не вводя явно потенциалов взаимодействия, определим по аналогии с тем, как это делается для бесспинового случая (см., например,[4,5]), коэффициенты поглощения K_I и K_2 и показатели преломления n_1 и n_2. Введенные так величины связаны с четырьмя функциями $V_{CI}, V_{SI}, V_{CR}, V_{SR}$ из работы[I]. Величина K_I, например, пропорциональна мнимой части, а (n_1-1) - реальной части средней амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния при $\theta = 0^0$. В обозначениях работ[I] K_I и $(n_1-1)k$ пропорционально мнимой и действительным частям величины

$$\overline{M}_0 = \frac{1}{8}\left\{[B+N+G]_{pp}+[B+N+G]_{np}\right\}_{\theta=0^\circ}, \qquad (I)$$

а K_2 и $(n_2-1)k$ аналогично мнимой и действительным частям

$$\overline{M}_1 = -\frac{1}{2i}\left[\frac{1}{\sin\theta}(C_{pp}+C_{np})\right]_{\theta=0} = -\frac{1}{2i}\left[\frac{d}{d\cos\theta}(C_{pp}+C_{np})\right]_{\theta=0^\circ} \qquad (2)$$

Если воспользоваться обычным переходом от плиномов Лежандра к бесселевым функциям $J_0(\ell\theta)$, то для коэффициентов $A(\theta)$ и $B(\theta)$ амплитуды

$$M = A(\theta)+B(\theta)(\vec{\sigma}\vec{n}) \qquad n = \frac{[\vec{k}_0\vec{k}]}{|[\vec{k}_0\vec{k}]|} \qquad (3)$$

получим

$$2A(\theta) = ik\int_0^R b\,db\,J_0(kb\theta)\left\{2 - e^{-[k_1-2i(n_1-1)k]s}\left[e^{-[k_2-2i(n_2-1)k]s}+e^{[k_2-2i(n_2-1)k]s}\right]\right\}$$

$$2B(\theta) = -k\int_0^R b\,db\,J_1(kb\theta)\,e^{-[k_1-2i(n_1-1)k]s}\left\{e^{-[k_2-2i(n_2-1)k]s}-e^{[k_2-2i(n_2-1)k]s}\right\}, \qquad (4)$$

где

$$s^2 = R^2 - b^2 = R^2 - e^2\lambda^2$$

другие обозначения очевидны, и

$$k_1 \geqslant k_2 > 0 \tag{5}$$

Условия (5) заменяют требование определенности знака мнимой части фаз рассеяния в бесспиновом случае.

3. При бесконечном поглощении ("черное ядро") $K_I \to \infty$ и

$$A(\theta) = ik\int_0^R J_o(kb\theta)b\,db = \frac{iR}{\theta}J_1(kR\theta),\ B=0,\ \sigma_t = \frac{4\pi}{k}\,\mathrm{Jm}\,A(0^o) = 2\pi R^2,\ \sigma_s = \pi R^2 \tag{6}$$

и поляризация при упругом рассеянии неполяризованного пучка P_{uu} обращается в нуль. В силу обратимости во времени сечение упругого рассеяния поляризованного пучка не содержит азимутальной асимметрии и совпадает с сечением $I_o(\theta)$ рассеяния неполяризованного пучка.

Для поляризации $\vec{P}_{pu}$ 6) после рассеяния поляризованного ($\vec{P}^{in}$) пучка получаем

$$I_o(\theta)\vec{P}_{pu} = P^{in}|A(\theta)|^2[\vec{n}\vec{k}_o];\quad P_{pu} = P^{in}[\vec{n}\vec{k}_o] = P^{in}, \tag{7}$$

если выбрать $\vec{P}^{in}$ перпендикулярным к $\vec{k}_o$ и нормали $\vec{n}$.

Из (7) следует, что в приближении "черного ядра" не происходит и вращения поляризации. Таким образом для "черного ядра" характерно отсутствие каких-либо поляризационных эффектов. Следовательно, наблюдение отличной от нуля поляризации P_{uu} при высоких энергиях может служить хорошим "индикатором" неприменимости представлений о "черном ядре". Отметим сразу, что при изучении только неполяризованных сечений решение этого вопроса затруднительно.

4. При отсутствии преломления, т.е. при $n_1 = n_2 = 1$ ("серое поглощающее ядро")

$$B(\theta) = k\int_0^R b\,db\, J_1(kb\theta)\,\mathrm{sh}\,k_2 s$$

$$A(\theta) = ik\int_0^R b\,db\, J_0(kb\theta)\,(1-e^{-k_1 s}\,\mathrm{ch}\,k_2 s) \qquad (8)$$

и

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k}\,\mathrm{Im}\,A(0^\circ) = 2\pi R^2\Big\{1 - \frac{1}{[(k_1-k_2)R]^2}\Big[1 - e^{-(k_1-k_2)R}(1+k_1R-k_2R) - \qquad (9)$$
$$- \frac{1}{[(k_1+k_2)R]^2}\Big[1 - e^{-(k_1+k_2)R}(1+k_1R+k_2R)\Big]\Big\}$$

Выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния

$$I_0(\theta) = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \qquad (10)$$

следует из (8). Интегрируя (10) получим для полного сечения упругого рассеяния

$$\sigma_s = \pi R^2\Big\{1 - \frac{1}{2(k_1R)^2}\Big[1-e^{-2k_1R}(1+2k_1R)\Big] - \frac{2}{(k_1-k_2)^2R^2}\Big[1-$$

$$- e^{-(k_1-k_2)R}(1+k_1R-k_2R) - \frac{2}{(k_1+k_2)^2R^2}\Big[1 - e^{-(k_1+k_2)R}(1+k_1R+k_2R)\Big]\Big\} \qquad (11)$$

Выражение для полного сечения неупругих процессов σ_c получается как разность (9) и (11).

Переходя к поляризованным явлениям, отметим, что $A(\theta)$ является чисто мнимой, а $B(\theta)$ действительной величинами, т.е.

$$A^+(\theta) = -A(\theta) \quad , \quad B^+(\theta) = B(\theta) \qquad (12)$$

Выражение для поляризации P_{uu}

$$I_0(\theta)\,P_{uu} = A^+B + AB^+ \qquad (13)$$

обращается в нуль при отличных от нуля A и B. Так как азимутальная асимметрия в сечении рассеяния поляризованного пучка пропорциональна правой части (13), то и она отсутствует в этой области энергий, где фазы рассеяния чисто мнимы.

Для поляризации $\vec{P}_{pu}$ после рассеяния поляризованного пучка вместо (7) имеем

$$I_0(\theta)\vec{P}_{pu} = P^{in}\left\{(a_0^2 - b^2)[\vec{n}\vec{k}_0] - 2a_0 b\vec{k}_0\right\} \tag{I4}$$

$(A = ia_0)$. Величины A и B даны в (8).

Отметим, что обращение в нуль поляризации $P_{бu}$ при отличных от нуля A (θ) и B (θ) имеет место, как известно, и в борновском приближении (для действительных потенциалов), так как, как это видно из выражений для A (θ) и в B(θ) через фазы рассеяния, при малых действительных фазах рассеяния

$$A_б^+(\theta) = A_б(\theta), \quad B_б^+(\theta) = -B_б(\theta)$$

Поляризация (даже при действительных потенциалах) становится отличной от нуля, если выражения для A и B, полученные в борновском приближении, сделать точно унитарным.

5. Из рассмотрения предельных случаев видно, что наличие поляризации $P_{бu}$ связано с отличием от I показателей преломления n_1 и n_2. Максимальной поляризации будет, когда $n_1 = 1$, $k_2 = 0$. В этом случае

$$A(\theta) = ik\int_0^R \left\{1 - e^{-k_1 s}\cos[2(n_2-1)ks]\right\} J_0(kb\theta)\,b\,db = -A^+ = ia_0$$

$$B(\theta) = -ik\int_0^R b\,db\,J_1(kb\theta)e^{-k_1 s}\sin[2(n_2-1)ks] = -B^+ = ib_0 \tag{I5}$$

и поляризация достигает 100% под малым углом, где $|a_0| = |b_0|$. То, что в рассматриваемом сейчас случае такая точка существует, следует из того, что в области малых углов A (θ) является убывающей, а B (θ) возрастающей функцией углов. Пересечение $a_0 = b_0$ осуществляется вблизи первого диффракционного минимума. Как показал анализ Брауна[2)], именно этот случай имеет место при взаимодействии протонов энергий около I млрд. эв с углеродом. Для описания рассеяния здесь необходимы два параметра K_1 и n_2 (если радиус R известен) и изучение поляризации $\vec{P}_{pu}$ может явиться проверкой принятой интерпретации. Для $\vec{P}_{pu}$ в этом случае имеем место (I4)

$$I_0(\theta)\vec{P}_{pu}(\theta) = I_0(\theta)P_{uu}\vec{n} + p^{iM}\left\{(a_0^2 - b_0^2)[\vec{n}\vec{k}]\right\}, \qquad (I6)$$

Поляризационные опыты, необходимые для определения параметров эффективного потенциала при отличных от нуля K_1, K_2, n_1, n_2 (V_{CI}, V_{SI}, V_{CR}, V_{SR}) обсуждались Ризенфельдом и Ватсоном[1].

При настоящем обсуждении не учитывались электромагнитные эффекты. Как показывает рассмотрение бесспинового случая[4], учет электромагнитного взаимодействия в некоторых случаях существенен. Для поляризации P_{uu} особенно важно изменение фазы амплитуды, которое скажется на совсем малых углах. Выражение для амплитуды, учитывающее магнитный момент, и получаемое в борновском приближении[7,8], обладает тем недостатком, что выражение для P_{uu} не обращается в нуль при $\theta \to 0^0$. Изучение электромагнитных эффектов в поляризации может быть чрезвычайно интересным для изучения электромагнитных свойств нуклонов (релаксация магнитных моментов).

6. Выше рассматривалось упругое рассеяние частиц со спином I/2 на бесспиновой мишени (случай (0,I/2)). Качественные результаты, относящиеся к P_{uu}, остаются в силе и в случаях (I/2,I/2) и (I,0). (Нуклон-нуклонное рассеяние и рассеяние дейтонов на бесспиновых ядрах). Представим амплитуду M для нуклон-нуклонного рассеяние в виде

$$M = BS + iC(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) + \left\{\frac{1}{2}G[(\vec{\sigma}_1\vec{\Delta})(\vec{\sigma}_2\vec{\Delta}) + (\vec{\sigma}_1\vec{\Pi})(\vec{\sigma}_2\vec{\Pi})] + \right. \qquad (I7)$$

$$\left. + \frac{1}{2}H[(\vec{\sigma}_1\vec{\Delta})(\vec{\sigma}_2\vec{\Delta}) - (\vec{\sigma}_1\vec{\Pi})(\vec{\sigma}_2\vec{\Pi})] + N(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n})\right\}T$$

Здесь
$$S=\frac{1}{4}(1-\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\;,\quad T=\frac{1}{4}(3+\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)$$

-синглетный и триплетный проецирующие операторы , а
$$\vec{\pi}=\frac{\vec{K}+\vec{K}_0}{|\vec{K}_0+\vec{K}|}\;,\quad \vec{\Delta}=\frac{\vec{K}_0-\vec{K}}{|\vec{K}_0-\vec{K}|}$$

Из выражений для коэффициентов B.C...., полученных Райтом[9], видно, что при мнимых фазах B, G, H и N мнимые величины , а C - действительна. Отметим особо, что именно этот случай для M_0 и M_1 в (I) и (2) приводит к максимальной поляризации при рассеянии нуклонов на ядрах.

При мнимых фазах в $N-N$ рассеянии обращаются в нуль поляризация P_{uu} , а сечение рассеяния поляризованного пучка с неполяризованной мишенью не содержит азимутальной асимметрии. Изучение поляризации P_{pu} , таким образом , может и здесь быть хорошим способом проверки справедливости дифракционного подхода при мнимых фазах к анализу экспериментальных данных. Ряд других поляризационных эффектов (включая корреляцию поляризаций) отличны от нуля, а корреляция поляризаций , когда пучок поляризован, не отличается от случая неполяризованного пучка при неполяризованной мишени. Добавок к корреляции

$$I_0(\theta)P_{1pq}=\frac{1}{4}Sp\,M\sigma_{1l}M^{+}\sigma_{1p}\sigma_{2q}$$

обращается в нуль.

Количество независимых опытов при мнимых фазах рассеяния совпадает с числом слагаемых в амплитуде, так фазы коэффициентов становятся равными 0 и $\pi/2$.

Чтобы получить представление о том, что получается для упругого рассеяния частиц с более высоким спином, рассмотрим ~~в~~ вкратце случай (I.0), ограничившись опять мнимыми фазами. Амплитуда M для этого случая по существу совпадает с M для триплетного рассеяния нейтронов протонами, т.е. получается , если в

(I7) положить B = 0, T=I, а в оставшихся выражениях заменить $(\vec{\sigma}_1\vec{a})(\vec{\sigma}_2\vec{a})$ на $2(\vec{S}\vec{a})^2-1$, где $\vec{S}$ - оператор спина I. Тогда, как это видно из 9) и I0), поляризация P_{uu} также обращается в нуль, в то время как средние значения тензоров

$$D_{ik}=\frac{1}{2}(S_i S_k+S_k S_i)-\frac{2}{3}\delta_{ik}$$

характеризующих наряду с S_i состояние поляризации, отличны от нуля. Сечение рассеяния поляризованного пучка будет, вообще говоря, содержать слагаемые, пропорциональные $\cos\varphi$ и $\cos 2\varphi$, но слагаемое, содержащее $\cos\varphi$, пропрционально лишь среднему значению

$$T_{2,1}=-\frac{\sqrt{3}}{2}\left\{(S_x S_z+S_z S_x)+i(S_z S_y+S_y S_z)\right\}=-\sqrt{3}\left\{D_{xy}+i\,D_{yz}\right\}$$

7. При обсуждении предполагаемых экспериментов с нуклонами, энергии которых составляют несколько млрд.эв., иногда считается, что упругое рассеяние нуклонов нуклонами и ядрами будет соответствовать простой картине диффракции на "черном ядре", а поляризационные явления будут отсутствовать. Подтверждение этому находят в хорошем согласии имеющихся экспериментальных данных о p-p рассеянии и рассеянии нуклонов ядрами с простыми формулами для сечений в приближении "черного ядра" или "серого поглощающего ядра" с $n=1$, хотя значения получающихся (при использовании "бесспиновой амплитуды") параметров в области энергий около I BeV заставляют авторов удивляться хорошему согласию.

Некоторые возражения против применимости подобного рассмотрения для p-p рассеяния в области энергий около I млрд. эв приведены Рарита в II).

Результаты обсуждения в настоящей работе указывают, что и при высоких энергиях, когда упругое рассеяние в большой степени определяется неупругими процессами, может оказаться возможным получить пучки нуклонов со значительной поляризацией. Наличие таких пучков сделает возможным проведение дополнительных опытов. Поляризационные эксперименты дают чувствительный способ изучения спиновых эффектов при упругом рассеянии, наличие которых может и не проявляться при изучении дифференциальных сечений.

Осуществимость предсказаний приближения "черного ядра" или "серого поглощающего ядра" к поляризационным явлениям представляется сомнительной, так как $(n_{1,2}-1)k$ пропорциональны действительной части амплитуды вперед и ее производной по углу при $\theta \to 0^0$, поделенным на импульс k. Но даже при предельно высоких энергиях эти величины, как это следует из дисперсионных соотношений, не равны нулю, а стремятся к отличным от нуля постоянным значениям. Кроме того, наличие магнитного момента у нуклона приводит к наличию в амплитуде (3) коэффициенты (3) коэффициента $B(\theta)$ с отличной от нуля мнимой частью.

Что касается согласия дифракционных формул для сечений с экспериментальными данными в области около I млрд эв, то, повидимому, оно обусловлено тем простым обстоятельством, что основные черты упругого рассеяния при больших энергиях (рассеяние сильно вытянуто вперед и сосредоточено в области малых углов) отражается двумя простыми неравенствами [II,I2,I3]

$$I_0(0^0) \geqslant \left(\frac{k\sigma_t}{4\pi}\right)^2, \tag{I8}$$

с помощью которого получается [I2], что

$$\pi\theta^2 \leq \left(\frac{4\pi}{k\sigma_t}\right)^2 \sigma_s \tag{I9}$$

Для $n - p$ рассеяния к ним добавляется

$$L_0(\pi) \geq \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 \left(\sigma^{t}_{pp} - \sigma^{t}_{np}\right)^2 \tag{20}$$

Неравенства (I8) - (20) основываются на оптической теореме, т.е. вытекают из общего свойства унитарности S -матрицы, которое учитывается также и в оптической модели. В рамках оптической модели (при $n = 1$) (I8) обращается в равенство, а из (I9) следует основная область углов рассеяния

$$\theta^2 \leq \left(\frac{2}{kR}\right)^2,$$

Последние обстоятельства и объясняют, по-видимому, хорошее соответствие простых "диффракционных" формул экспериментальным данным о упругом рассеянии при высоких энергиях.

Аргументы, аналогичные приведенным Окунем и Померанчуком[I4]) приводят к тому, что в амплитуде (3) величина A (θ) , в основном, значительно превышает B (θ) и поэтому последней можно пренебречь при рассмотрении неполяризованных сечений. Как показывает обсуждение в настоящей работе, несмотря на это, в области углов, где $A(\theta)$ и B (θ) оказываются сравнимыми, возможна значительная поляризация.

Хотя обсуждение, в соновном, касалось взаимодействия нуклонов с нуклонами и ядрами, оно, конечно, применимо к пучкам других ядер, а также антинуклонов, гиперонов и т.п.

Отметим, что пучки антинуклонов, гиперонов и антигиперонов оказываются, вообще говоря, частично поляризованными в процессах рождения. Это создает возможность при изучении зависимости от азимутального угла φ сечения взаимодействия этих пучков с нуклонами или ядрами получить сведения о величине спина гиперонов и антигиперонов[I5]).

Интересным оказывается изучение поляризации P_{pu}. Как видно из (I6), $P_{pu}(\theta)$ практически совпадает с P^{in} в области углов, где $a_0^2 \gg b_0^2$. Вращение поляризации максимально в области углов, где $a_0 = b_0$. Там P_{uu} максимально, а P_{pu}, даваемое первым слагаемым в (I6), повернуто относительно P^{in} на $\pi/2$.

Автор благодарен С.М.Биленькому, И.И.Левинтову, Р.М.Рындину, Я.А.Смородинскому и Л.М.Сороко за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

I. W.B. Riesenfeld and K.M. Watson Phys., I02, 1157, 1956

2. G.E. Brown Proc. Phys. Soc., A70, 361, 1957.

3. И,И.Левинтов, ДАН СССР I07, 240, I956.

4. А.И.Ахиер, И.Я.Померанчук "Некоторые вопросы теории ядра" ГИТТЛ,I950.

5. R.M. Sternheimer Phys. Rev., 101, 384, 1956

6. R. Oehme Phys. Rev., 98, 147, 1955.

7. J. Schwinger Phys. Rev., 73, 407, 1948.

8. J. Sample Canad. Journ. Phys., 34, 36, 1956.

9. S.C. Wright Phys. Rev., 99, 996, 1955

I0. О.Д.Чейшвили, ЖЭТФ,30,II47, I956.

II. W. Rarita Phys. Rev., 104, 221, 1956

I2. Л.И.Лапидус, ЖЭТФ,3I,I099,I956.

I3. G. Wick, Phys. Rev., 75, 1459, (A), 1949.

I4. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук, ЖЭТФ, 30, 424, 1956

I5. Л.И.Лапидус, ЖЭТФ,3I, 342,I956.