Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 5

ФИЗИКА

В. ВЛАДИМИРСКИЙ и Я. СМОРОДИНСКИЙ

КОРРЕЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 16 IV 1955)

Хорошо известно, что опыты по рассеянию неполяризованных нуклонов не могут дать полной информации об их взаимодействии. Причина состоит в том, что в таких опытах невозможно разделить различные спиновые состояния и измеренное сечение представляет собой лишь некоторую комбинацию сечений в состояниях с разными спинами.

Опыты по рассеянию поляризованных нуклонов неполяризованной водородной мишенью добавляют к измеренному значению сечения неполяризованных частиц еще одну величину — поляризацию, представляющую собой удвоенное среднее значение спина нуклона (см., например, [1])

$$\mathbf{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle.$$

При этом величины поляризации обоих нуклонов одинаковы.

Однако измерение поляризации еще не исчерпывает всей информации, которую можно получить о системе двух нуклонов. Это, например, видно из того, что все измеряемые величины (сечение и поляризация) остаются инвариантными относительно вращения неполяризованной мишени. Этому преобразованию отвечает определенное преобразование фаз, относительно которого сечение остается инвариантным. Поэтому фазы, полученные из этих измерений, будут неопределенными, по крайней мере с точностью до этого преобразования. Полную информацию можно получить только если дополнить эти измерения опытами с поляризованными пучками и мишенями. Величина, которую дают эти опыты, есть так называемый тензор поляризации, пропорциональный среднему значению произведения компонент двух спинов обоих нуклонов

$$P_{ik} = \langle \vec{\sigma}^{(1)} \vec{\sigma}^{(2)} \rangle.$$

Так как из двух векторов спина $\vec{\sigma}^{(1)}$ и $\vec{\sigma}^{(2)}$ нельзя больше составить никаких величин, то отсюда видно, что сечение, $\mathbf{P}$ и P_{ik} действительно исчерпывают всю информацию, которую можно получить о системе из двух нуклонов. Для двух одинаковых частиц со спином $^1/_2$ оператор тензора поляризации легко связать с оператором полного спина

$$^1/_2 (\vec{\sigma}_i^{(1)} \vec{\sigma}_k^{(2)} + \vec{\sigma}_k^{(1)} \vec{\sigma}_i^{(2)}) = S_i S_k + S_k S_i - \delta_{ik},$$

где $\mathbf{S} = {}^1/_2 (\vec{\sigma}^{(1)} + \vec{\sigma}^{(2)})$.

Антисимметричная часть P_{ik} исчезает тождественно для двух нуклонов, если нет переходов между синглетными и триплетными состояниями (в частности, при зарядово-симметричных силах).

Мы покажем, что измерение компонент тензора поляризации можно произвести без поляризованной мишени (получение которой представляется пока очень трудным). Речь идет о явлении корреляции поляризаций.

Пусть рассеяние нуклонов происходит в мишени O (см. рис. 1). Поставим в точках *1* и *2* две мишени — анализаторы поляризаций (например, из углерода). Точки *1* и *2* выберем так, чтобы в них попадали, соответственно, обе частицы, участвовавшие в рассеянии в мишени O. Опыт должен состоять в одновременном измерении поляризаций обеих частиц.



Рис. 1

Обозначим амплитуду рассеяния на мишени *1* через $f(\vartheta)$. Как известно, эту амплитуду можно записать в виде

$$f(\vartheta) = [a + b\vec{\sigma}\mathbf{n}]\,\chi_{\text{пад}}.$$

Здесь a и b — некоторые функции угла рассеяния; $\chi_{\text{пад}}$ — спиновая функция падающей частицы; $\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости рассеяния. Величины $a(\vartheta)$ и $b(\vartheta)$ представляют собой характеристики углерода как анализатора.

Аналогично для мишени *2* мы можем написать

$$f(\vartheta') = [a' + b'\vec{\sigma}\mathbf{n}']\,\chi_{\text{пад}}.$$

Отметим, что a' и b' численно не равны a и b, так как энергии частиц различны. $\mathbf{n}'$ также может не совпадать с $\mathbf{n}$, так как плоскости обоих рассеяний в общем случае различны.

Рассмотрим сначала рассеяние на одной мишени-анализаторе. Сечение поляризации, т. е. разность между числом частиц, рассеиваемых на угол ϑ влево и вправо, для полностью поляризованного пучка $N_p(\vartheta)$ равно:

$$N_p(\vartheta) = |a + b|^2 - |a - b|^2 = 4\,\mathrm{Re}\,a^*b.$$

Измеряя величину N_p, мы определяем величину $\mathrm{Re}\,a^*b$. Это и есть обычный опыт по изучению поляризации пучка при рассеянии.

Определим теперь, в каком числе актов рассеяния частицы отклонились одновременно влево на некоторый угол (который мы для простоты положим одинаковым для обоих рассеяний и не будем явно выписывать), если все три рассеяния происходят в одной плоскости. Это число будет равно:

$$N_{++} = W_{++}|a + b|^2\,|a' + b'|^2 + W_{--}|a - b|^2\,|a' - b'|^2 + \\ + W_{+-}|a + b|^2\,|a' - b'|^2 + W_{-+}|a - b|^2\,|a' + b'|^2,$$

где W_{++} — число случаев, когда спины в обоих пучках направлены вверх относительно плоскости рассеяния и т. д. Аналогично, число актов, в которых частицы рассеиваются вправо на обеих мишенях:

$$N_{--} = W_{++}|a - b|^2|a' - b'|^2 + W_{--}|a + b|^2|a' + b'|^2 + \\ + W_{+-}|a - b|^2|a' + b'|^2 + W_{-+}|a + b|^2\,|a' - b'|^2.$$

Определим еще число актов, в которых частицы отклоняются влево на одной мишени и вправо на другой: N_{+-} и N_{-+}. Все числа N измеряются методом совпадений с очевидным изменением геометрии.

Составим сумму:

$$N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+} = (W_{++} + W_{--} - W_{+-} - W_{-+})\,4\,\mathrm{Re}\,a^*b \cdot 4\,\mathrm{Re}\,a'^*b'.$$

Величины $4\,\mathrm{Re}\,a^*b$ и $4\,\mathrm{Re}\,a'^*b'$ определены по обычному рассеянию.

Поэтому из опытов можно найти

$$W_{++} + W_{--} - W_{+-} - W_{-+} = \langle \sigma_y^{(1)} \sigma_y^{(2)} \rangle = P_{yy},$$

ибо нетрудно видеть, что выражение в левой части представляет собой не что иное, как компоненту тензора поляризации (ось y направлена перпендикулярно плоскости рассеяния).

Так как в синглетном состоянии $P_{yy} = -1$, а в состоянии ${}^3P_0$ эта же величина равна $+1$, то измерение P_{yy} сразу же разделяет оба эти состояния в рассеянии протонов протонами, что другим способом сделать очень трудно.

Нетрудно видеть, что в нерелятивистском случае тензор P_{ik} имеет 4 независимые компоненты. Для этого заметим, что в системе центра инерции тензор можно выразить через компоненты двух векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, волновых векторов до и после рассеяния. При этом тензор P_{ik} должен быть симметричен:

$$P_{ik} = P_{ki}.$$

Тензор, обладающий такими свойствами, должен иметь вид:

$$P_{ik} = \alpha \delta_{ik} + \beta k_i k_k + \beta' k'_i k'_k + \gamma (k_i k'_k + k_k k'_i).$$

Таким образом, 4 функции

$$\alpha (k^2, \cos\theta), \quad \beta (k^2, \cos\theta), \quad \beta' (k^2, \cos\theta), \quad \gamma (k^2, \cos\theta)$$

определяют тензор P_{ik}.

Если направить (в системе центра инерции) ось y по нормали к плоскости рассеяния и ось z по k, то для компонент P_{ik} получим (θ — угол рассеяния в системе центра инерции)

$$P_{xx} = \alpha + \beta' \cos^2\theta, \quad P_{xy} = 0, \quad P_{yy} = \alpha,$$
$$P_{xz} = \beta' \cos\vartheta \sin\vartheta \cdot \gamma, \quad P_{zz} = \alpha + \beta + \beta' \cos^2\theta + 2\gamma \cos\vartheta, \quad P_{yz} = 0.$$

Важной особенностью этого тензора является равенство нулю компонент P_{yz} и P_{yx}: не существует корреляции поляризаций, если плоскости рассеяния в анализаторах выбраны перпендикулярно друг другу.

Выбирая плоскости рассеяния анализаторов совпадающими с плоскостью первого рассеяния, мы определяем компоненту тензора P_{yy}. Выбирая эти плоскости перпендикулярно плоскости первого рассеяния, мы измерим линейную комбинацию компонент P_{xx}, P_{xz} и P_{zz}.

В общем случае разделить эти две компоненты опытами по корреляции поляризаций (с неполяризованными пучками) нельзя. Для этой цели надо иметь пучок частиц, поляризованных в направлении волнового вектора.

Следует иметь в виду, что все сказанное выше относилось к системе центра инерции. Реальные опыты определяют величины в лабораторной системе. Можно показать, что в случае нерелятивистских частиц компоненты вектора поляризации и тензора поляризации не меняются при таком переходе (преобразуются только аргументы — угол и энергия).

Если в схеме опыта рис. 1 производить измерение в плоскостях (анализатора), перпендикулярных плоскости рисунка, то такое измерение определит компоненту тензора $P_{\perp\perp}$, равную

$$P_{\perp\perp} = \{{}^1/_2 (P_{xx} - P_{zz}) \sin 2\vartheta + P_{xz} \cos 2\vartheta\},$$

где ϑ — угол рассеяния в лабораторной системе. При этом мы использовали тот факт, что угол между обеими частицами равен в лаборатор-

ной системе $\pi/2$ (нерелятивистский случай). Измерения в плоскости рассеяния попрежнему определяют компоненту P_{yy}.

Следует иметь в виду, что все сказанное справедливо лишь при нерелятивистских частицах. Анализ опытов по рассеянию протонов протонами требует учета релятивистских эффектов,

Результаты этой работы были доложены в Академии наук СССР весной 1953 г. Недавно появилось ([3]) краткое сообщение о работе Стаппа, посвященной связи между тензором P_{ik} и фазами рассеяния. Аналогичные расчеты с учетом кулоновского взаимодействия были проведены Зиминым.

Поступило
16 IV 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. А. Смородинский, Проблемы современной физики, № 2 (1954). [2] Р. Рындин, Я. Смородинский, ДАН, **103**, № 1 (1955). [3] Bull. Am. Phys Soc., **29**, No. 8, K 6 (1954).