проекцией спина α в состояние с проекцией спина β определяется величиной $|f_{\alpha\beta}|^2$. Обычно важно сечение рассеяния, просуммированное по конечным и усреднённое по начальным проекциям спина. Для такой величины из (1) следует:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{2}\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2=|A|^2+|B|^2+2\mathrm{Re}(AB^*)\mathbf{v}\mathscr{P}, \qquad (2)$$

где псевдовектор поляризации падающего пучка $\mathscr{P}=2\mathbf{s}$ ($\mathbf{s}$ — ср. спин в нач. состоянии). Эта величина приобретает ясный смысл, если ось квантования направлена по $\mathbf{v}$. Тогда

$$\mathbf{v}\mathscr{P}=\frac{N_+-N_-}{N_++N_-}.$$

Здесь $N_\pm$ — число частиц со спином по направлению $\mathbf{v}$ и против. Благодаря множителю $\mathbf{v}\mathscr{P}$ в ф-ле (2) сечение рассеяния зависит не только от полярного угла ϑ, но и от азимутального угла φ между векторами $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$. Поляризация рассеянных частиц может быть вычислена по ф-ле

$$\mathscr{P}'=2\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2 s_{\beta\beta}\mathbf{v}\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2. \qquad (3)$$

Для неполяризованного пучка ($\mathscr{P}=0$)

$$\mathscr{P}'=\frac{2\mathrm{Re}(AB^*)}{|A|^2+|B|^2}\mathbf{v};\quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0=|A|^2+|B|^2. \qquad (4)$$

Т. о., из (2) получается

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(1+\mathscr{P}\mathscr{P}'). \qquad (5)$$

Из (4) видно, что при наличии спин-орбитального взаимодействия ($B\neq 0$) неполяризов. пучок после рассеяния приобретает поляризацию, направленную перпендикулярно плоскости рассеяния.

Величину $\mathscr{P}'$ наз. анализирующей способностью мишени A. Если поляризац. свойства ядер мишени известны, т. е. известно A, то, измеряя асимметрич. рассеяние налево и направо на этом ядре, можно определить степень поляризации пучка бомбардирующих частиц. В свою очередь пучки поляризов. частиц могут быть получены в результате рассеяния или ядерных реакций. Выражение (2) для рассеиваемых частиц со спином $^1/_2$ справедливо для мишени с произвольным спином, если она неполяризована.

В общем случае, когда спин рассеиваемой частицы больше $^1/_2$ или спин мишени отличен от 0, для описания поляризации пучка и анализирующей способности мишени требуется большее число параметров. В случае спина 1 возможны 3 значения проекции спина ($+1$, 0, -1), и для описания состояния пучка помимо поляризации необходимо знание выстроенности пучка по спину, т. е. величины

$$(N_++N_--2N_0)/(N_++N_-+N_0).$$

Поляризация рассеянных частиц в этом случае определяется не одной, как в случае $s={}^1/_2$, а неск. поляризующими способностями.

В случае, когда частицы пучка и мишени поляризованы, для описания эфф. сечения необходимо, кроме анализирующей способности, использовать т. н. коэф. корреляции спинов. В то время как анализирующие способности описывают чувствительность рассеяния или ядерной реакции к состоянию поляризации пучка или мишени, коэф. корреляции описывают их чувствительность к параметрам, характеризующим корреляцию спинов пучка и мишени.

Все рассмотренные выше величины, характеризующие зависимость от спинов характеристик ядерной реакции,— поляризация продуктов реакции, анализирующая способность мишени, коэф. корреляции спинов — могут быть определены экспериментально. Их наз. поляризационными наблюдаемыми. Измерение всех поляризац. наблюдаемых наз. полным опытом.

Важный практич. случай — рассеяние двух нерелятивистских частиц со спинами $s_1=s_2={}^1/_2$, напр. нуклон-нуклонное (NN) рассеяние при небольших энергиях. В этом случае аналог разложения (1) оператора $\hat f$ содержит 5 инвариантных амплитуд:

$$\hat f=A+B(\mathbf{s}_1\boldsymbol{\lambda})(\mathbf{s}_2\boldsymbol{\lambda})+C(\mathbf{s}_1\boldsymbol{\mu})(\mathbf{s}_2\boldsymbol{\mu})+D(\mathbf{s}_1\mathbf{v})(\mathbf{s}_2\mathbf{v})+E(\mathbf{s}\mathbf{v}+\mathbf{s}_2\mathbf{v}). \qquad (6)$$

Здесь единичные векторы $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\mu}$, $\mathbf{v}$ направлены вдоль векторов $\mathbf{n}+\mathbf{n}'$, $\mathbf{n}-\mathbf{n}'$, $[\mathbf{n}\mathbf{n}']$ соответственно. Амплитуды B, C, D наз. тензорными, E — спин-орбитальной. Дифференц. сечение рассеяния неполяризов. нуклонов определяется всего одной комбинацией этих амплитуд, а для извлечения их всех из эксперимента требуется проведение полного опыта.

NN-рассеяние при энергиях $\mathscr{E}<300$ МэВ обычно рассматривают в нерелятивистском приближении и описывают с помощью NN-потенциала, содержащего помимо центрального тензорный и спин-орбитальный компоненты. Для определения этих компонентов требуется знание всех инвариантных амплитуд в разложении (6).

При описании рассеяния нуклонов и легчайших ядер на ядрах используют *оптическую модель ядра* с оптич. потенциалом, содержащим центральный и спин-орбитальный компоненты. С помощью эксперим. данных по дифференц. сечениям $\partial\sigma/\partial\Omega$ и поляризации $\mathscr{P}$ удаётся оценить форму и величину разл. членов оптич. потенциала.

Кроме выяснения характера спиновой зависимости нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного взаимодействия, изучение П. э. позволяет уточнить информацию об уровнях ядер, установить механизм ядерных реакций, более полно осуществить проверку принципов симметрии в ядерных взаимодействиях (см. *Несохранение чётности в ядрах*). Так, для установления степени несохранения чётности в нуклон-нуклонном рассеянии была измерена продольная компонента анализирующей способности для p—p-рассеяния. Уровень несохранения чётности оказался порядка 10^{-7}. При релятивистских энергиях взаимодействующих частиц для амплитуды реакции также можно записать разложение типа (1) или (6) по релятивистски инвариантным компонентам, для нахождения к-рых требуется проведение поляризац. экспериментов. Т. о., изучение П. э. является важным инструментом исследования фундам. свойств элементарных частиц, ядер и их взаимодействий.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Немец О. Ф., Ясногородский А. М., Поляризационные исследования в ядерной физике, К., 1980; Лапидус Л. И., Поляризационные явления в адронных соударениях при промежуточных энергиях, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, в. 3, с. 493; High-energy spin physics. 8-th Intern. sympos., Minneapolis, US, ed. by K. J. Heller, v. 1—2, Mn., 1988.

Э. Е. Саперштейн.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР в квантовой электродинамике — функция, представляющая собой аналог *массового оператора* для безмассовой частицы — фотона. Включает вклады диаграмм поляризации вакуума в пропагатор фотона. Совокупность таких вкладов, простейший из к-рых отвечает первой диаграмме на рис. 1 в ст. *Поляризация вакуума* (также рассмотрен в ст. *Регуляризация расходимостей*), образует П. о. $\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)$. Здесь k — 4-импульс фотона, $\alpha=e^2/4\pi\approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, по степеням к-рой располагаются вклады теории возмущений в П. о., μ, ν — лоренцевы индексы, соответствующие разл. значениям поляризации фотона. После устранения расходимостей в соответствии с условием *калибровочной инвариантности* $\Pi_{\mu\nu}$ имеет поперечную структуру:

$$\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)=(g_{\mu\nu}k^2-k_\mu k_\nu)\pi(k^2,\alpha),$$