если этот предел существует. Для нечётной ф-ции $f(x)$ Г. з. и. равно нулю.

2) Интеграл $\int_a^b f(x)\,dx$ от неогранич. ф-ции $f(x)$, интегрируемой на любой части интервала $(a, b)$, не содержащей особой точки $c$, $a<c<b$. Регуляризация состоит в симметричном «вырезании» окрестности точки $c$ из интервала:

$$P\int_a^b f(x)\,dx=\lim_{\varepsilon\to 0}\left(\int_a^{c-\varepsilon}+\int_{c+\varepsilon}^b\right)f(x)\,dx,$$

если этот предел существует.

3) Интеграл типа Коши $\int_L f(\xi)\,d\xi/(\xi-a)$, где $L$ — контур в комплексной плоскости, $\xi$ — точка на нём, а ф-ция $f$ интегрируема на $L$ (см. *Коши интеграл*). Регуляризация состоит в «вырезании» из $L$ части, содержащейся в круге радиуса $\varepsilon$ с центром в $a$. Г. з. и. типа Коши даётся формулами Сохоцкого $(\xi-a\pm i0)^{-1}=\mp i\pi\delta(\xi-a)+P(\xi-a)^{-1}$, определяющими обобщённую ф-цию $P(\xi-a)^{-1}$ через граничное значение аналитич. ф-ции $(z-a)^{-1}$ и *дельта-функцию* $\delta(\xi-a)$.

*Лит.:* Мусхелишвили Н. И., Сингулярные интегральные уравнения, 3 изд., М., 1968; Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963.

*В. П. Павлов.*

**ГЛА́ВНОЕ КВА́НТОВОЕ ЧИСЛО́** — квантовое число $n=1, 2, 3, \ldots$, определяющее для водорода и водородоподобных атомов возможные значения энергии. Для сложного атома Г. к. ч. нумерует последоват. уровни энергии (в порядке возрастания энергии) с заданным значением азимутального квантового числа $l$: $n=l+1$, $l+2$, $l+3$, ....

**ГЛАГ-ТЕО́РИЯ** — теория сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова, см. *Сверхпроводимость* и *Гинзбурга — Ландау теория.*

**ГЛА́УБЕРОВСКАЯ ПОПРА́ВКА** — поправка в сечении рассеяния быстрой частицы на системе слабо связанных частиц, учитывающая экранировку (затенение) одних частиц системы другими. Впервые рассмотрена Р. Глаубером в 1955 [1, 2, 3].

В нерелятивистской квантовой механике общая картина рассеяния быстрой частицы на такой составной системе сводится к последоват. рассеянию на отд. частицах мишени. Результирующее рассеяние при этом получается усреднением по положениям рассеивающих частиц. Если рассеяние на отд. частице носит в осн. характер *дифракционного рассеяния*, то после первого соударения налетающая частица выбывает из пучка и частицы мишени, расположенные за этим рассеивателем по направлению движения налетающей частицы, не участвуют в рассеянии.

Г. п. существенна для рассеяния адронов высокой энергии на ядрах, а также (вследствие векторной доминантности) для процессов рождения адронов на ядрах фотонами высокой энергии (см. *Векторной доминантности модель, Электромагнитное взаимодействие*).

Полное сечение рассеяния $\sigma$, напр., пиона на дейтроне равно:

$$\sigma=\sigma_1+\sigma_2-\frac{\sigma_1\sigma_2}{4\pi}\left\langle\frac{1}{r^2}\right\rangle=\sigma_1+\sigma_2-\delta\sigma, \qquad (1)$$

где $\sigma_1$, $\sigma_2$ — полные сечения рассеяния пиона на отд. нуклонах дейтрона, $r$ — расстояние между нуклонами в дейтроне (скобки означают усреднение по всем возможным расстояниям в дейтроне). Последнее слагаемое в (1) учитывает экранировку одного нуклона в дейтроне другим и наз. Г. п.

Нерелятивистской картине, приводящей к (1), соответствует представление о том, что при каждом соударении с отд. частицами мишени происходит упругое рассеяние. При релятивистском подходе учитывается, что после первого взаимодействия с частицей мишени могут образовываться новые состояния с эфф. массой $M$, превышающей массу налетающего адрона (неупругое рассеяние); в этом случае с ростом энергии $\mathscr{E}$ становятся существенными большие продольные по отношению к оси соударения расстояния. Напр., при рассеянии нуклона (массы $\mu$) на ядре он может превратиться (согласно соотношению неопределённостей) на время $\tau\sim\hbar/\mu c^2$ (или в используемой ниже системе единиц $\hbar=c=1$ на $\tau\sim 1/\mu$) в собственной системе отсчёта в виртуальные нуклон и пион. В лаб. системе он будет находиться в этом состоянии в течение времени $\sim p/\mu^2$ (где $\boldsymbol{p}$ — импульс нуклона, $p=|\boldsymbol{p}|$) и пройдёт расстояние $\sim p/\mu^2$. Если $p/\mu^2$ становится порядка радиуса $R$ ядра или превосходит его, то взаимодействие налетающего адрона с нуклонами ядра, расположенными в трубке (вдоль направления импульса налетающей частицы) с площадью сечения $\sim 1/\mu^2$, нельзя разделить на последоват. столкновения, т. к. за время нахождения адрона в таком виртуальном состоянии он успеет провзаимодействовать со всеми нуклонами, встретившимися на его пути. Это ограничивает область применимости формулы (1) со стороны высоких энергий.

Если, напр., при рассеянии на дейтроне при первом взаимодействии нуклон получит импульс отдачи, сильно превышающий обратный радиус дейтрона, то дейтрон развалится. При невысоких энергиях малые передачи импульса возможны только при упругом рассеянии и справедлива формула (1). При релятивистских энергиях становится возможным рождение частиц при очень малых переданных импульсах, порядка $(M^2-\mu^2)/\mathscr{E}$. Учёт возможности образования неупругих промежуточных состояний был проведён В. Н. Грибовым [4]. При учёте вакуумных полюсов Редже—*померонов* (см. *Редже полюсов метод*) анализ приводит к замене $\delta\sigma$ в (1) на

$$\Delta\sigma=2\int dk^2F(4k^2)\,d\sigma^{\mathrm{N}}/dk^2=\delta\sigma+\Delta_{in}\sigma, \qquad (2)$$

где $F(k^2)$—зарядовый *формфактор* дейтрона; $d\sigma^{\mathrm{N}}/dk^2$— сумма сечений всех процессов, которые могут происходить при взаимодействии налетающего адрона с нуклоном при заданном квадрате $k^2$ переданного нуклону импульса, $\Delta_{in}\ \sigma$ — добавка к сечению за счёт неупругой экранировки в ядрах.

Наличие неупругих добавок к Г. п. приводит из-за образования более тяжёлой системы в промежуточном состоянии к дополнит. сдвигу фазы амплитуды рассеяния на ядре и тем самым — к возникновению дополнит. вклада в действит. часть амплитуды адрон-ядерного рассеяния. Такие поправки также увеличивают экранирование в амплитуде упругого рассеяния адронов на ядрах. Аналогичные поправки к сечению процессов неупругой *дифракционной диссоциации* на ядрах могут иметь противоположный знак, приводя к т. н. антиэкранировке.

*Лит.:* 1) Glauber R. J., Cross sections in deuterium at high energies, «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 242; 2) Глаубер Р., Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами, «УФН», 1971, т. 103, с. 641; 3) Грибов В. Н., Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 892; 4) Грибов В. Н., Взаимодействие $\gamma$-квантов и электронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 57, с 1306.

*Л. И. Лапидус.*

**ГЛОБА́ЛЬНАЯ СИММЕТРИ́Я** (франц. global — всеобщий, от лат. globus — шар) — симметрия относительно группы непрерывных преобразований полей при условии, что параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат. Г. с. может быть как *пространственно-временной симметрией*, так и *внутренней симметрией*. Нек-рые из Г. с. допускают расширение до *локальной симметрии*.

*М. В. Терентьев.*

**ГЛУБИНА́ ИЗОБРАЖА́ЕМОГО ПРОСТРА́НСТВА** (глубина резкости) — расстояние в пространстве предметов (объектов) в направлении оптич. оси системы между плоскостями, ограничивающими ту область, точки к-рой изображаются в плоскости фокусировки достаточно резко (кружками с диаметром, не превосходящим заданный допустимый). Г. и. п. является