

Д. р. адронов теоретически можно рассматривать в  $s$ -канале, когда упругое рассеяние возникает из-за поглощения падающей волны всеми открытыми неупругими конечными состояниями, и в  $t$ -канале, когда процесс определяется свойствами систем, к-рыми обмениваются сталкивающиеся адроны в процессе взаимодействия. При предельно высоких энергиях процесс определяется обменом доминирующим полюсом Редже — *помероном* (или особенностью Померанчука, назв. в честь И. Я. Померанчука) (см. рис. 1 в ст. *Дифракционная диссоциация*). В картине, связанной с обменом померонами, с увеличением энергии эффективный размер адрона растёт. Вследствие этого при высоких энергиях увеличивается наклон  $B$ , происходит сужение дифракц. конуса. В теории, приводящей к асимптотически постоянным сечениям, эффективные значения прицельных параметров  $b$  растут пропорционально  $\sqrt{\ln(s/s_0)}$ . В теории т. н. сверхкритич. померона, когда значение траектории Померанчука  $\alpha_P(t)$  при  $t=0$  немного превышает единицу, размеры эффективных прицельных параметров растут пропорционально  $\ln(s/s_0)$ , т. е. так, как это предельно разрешается общими принципами квантовой теории поля (КТП).

В области энергий частиц до 1,5—2 ТэВ в л. с. ( $\sqrt{s} \approx 50—60$  ГэВ) упругое рассеяние приближённо удовлетворяет т. н. геометрическому скейлингу. Это означает, что парциальная амплитуда рассеяния при заданном прицельном параметре зависит только от комбинации  $b^2/B(s)$ . Если справедлив геом. скейлинг, то отношения  $\sigma_s/\sigma_{tot}$ ,  $\sigma_{tot}/B$  не зависят от энергии. При энергии  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ для  $\bar{p}p$ -рассеяния экспериментально найдены заметные отклонения от геом. скейлинга.

В теории сверхкритич. померона геом. скейлинг приближённо выполняется в широкой области энергий, но с ростом энергии нарушается и слова восстанавливается в асимптотике, что находится в соответствии с общими теоремами КТП. При этом в области справедливости геом. скейлинга  $\rho(s, 0)$  приблизительно постоянно,  $\rho(s, 0) \approx \pi\Delta/2$ , а при асимптотич. энергиях уменьшается,  $\rho(s, 0) \rightarrow 1/\ln(s/s_0)$ .

Примером дифракц. процесса для пучка  $\gamma$ -квантов является *дельбрюкковское рассеяние*. Дифракц. процессы определяют осн. черты комптон-эффекта на адронах и атомных ядрах при высоких энергиях, когда поглощение падающей волны связано с процессами фоторождения адронов. Для пучков заряженных и нейтральных лептонов процессы поглощения на мишенях и Д. р. сказываются слабее.

Лит.: Ахиезер А., Померанчук И., Некоторые вопросы теории ядра, 2 изд., М.—Л., 1950; Общие принципы квантовой теории поля и их следствия, под ред. В. А. Мещерякова, М., 1977; Alberti G., Goggi G., Diffraction of subnuclear waves, «Phys. Repts», 1981, v. 74, p. 1; Abarbanel H. D. I., Diffraction scattering of hadrons: the theoretical outlook, «Revs. Mod. Phys.», 1976, v. 48, p. 435. Л. И. Липидус.

**ДИФРАКЦИОННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ** — *дифракционная решётка* с определ. профилем штриха, используемая для ответвления от мощного лазерного пучка относительно малых долей энергии излучения. Выбором профиля дифракц. штриха можно сконцентрировать энергию дифрагиров. излучения в один из порядков дифракции (обычно нулевой) на уровне 0,9—0,95 от падающего на ответвитель светового потока. Эта осн. доля пучка используется по целевому назначению лазера. В др. порядки дифракции ответвляются от  $10^{-2}$  до  $10^{-5}$  доли от падающего на Д. о. излучения. Именно это ослабленное излучение используется обычно для измерения характеристик пучка. Достоинством Д. о. является возможность с помощью одного оптич. элемента формировать большое число измерит. каналов с достаточно широким диапазоном калиброванного деления и пространственного распределения ослабленного излучения. Угловое расстояние между соседними порядками определяется плотностью штрихов решётки и выбирается из

соображений удобства размещения измерительно-диагностич. комплекса. Напр., для излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм удобный диапазон углов между соседними измерит. каналами ( $2,5—7,5^\circ$ ) обеспечивается Д. о. с плотностью 4—12 штрихов на 1 мм.

Ослабление и ответвление излучения за счёт дифракции не искажают его пространственно-временных характеристик в широком диапазоне энергии (мощности); это позволяет в сочетании с элементами *адаптивной оптики* управлять мощным излучением, меняя параметры ослабленного излучения.

Для измерений параметров мощных лазерных пучков обычно применяются два типа Д. о.: амплитудная (прозрачная, чаще проволочная) дифракц. решётка и фазовая отражат. решётка на поверхности металлич. зеркала.

Проволочная решётка используется в осн. в импульсном режиме работы лазера. *Лучевая прочность* Д. о. из спец. медно-бериллиевого сплава не превышает 25 Дж/см<sup>2</sup> на  $\lambda = 10,6$  мкм и ограничена порогом приповерхностного пробоя. Предел работоспособности проволочного Д. о. в непрерывном режиме воздействия  $\sim 0,3$  кВт/см<sup>2</sup>.

Фазовая отражат. решётка обладает существенно более высокими параметрами лучевой прочности в разл. режимах лучевого воздействия. Для повышения стабильности при измерениях фазовая решётка изготавливается на поверхности охлаждаемого металлич. зеркала с эффективной системой водяного охлаждения. Дифракц. штрихи в Д. о. этого типа формируются с помощью фотолитографии и традиц. механич. нарезанием алмазным резцом на делительной машине.

Лит.: Куприянов В. И. и др., О возможности использования грубых дифракционных решеток для измерения параметров пучка инфракрасных лазеров, «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 5, с. 1126; Аполлонов В. В. и др., Ответвитель лазерного пучка на основе фазовой дифракционной решетки, там же, 1979, т. 6, № 3, с. 615; O'Neil R. W. а. о., Beam diagnostics for high energy pulsed CO<sub>2</sub> lasers, «Appl. Opt.», 1974, v. 13, p. 314. И. М. Белоусова, Н. А. Новосёлов.

**ДИФРАКЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ** (от лат. *diffractus* — разломанный, преломлённый) — рассеяние пучка молекул на частицах газа или на поверхности твёрдого тела с немонойтоной зависимостью интенсивности рассеяния от его направления. Определяется потенциалом взаимодействия и распределениями по начальному и конечному состояниям рассеиваемых и рассеивающих объектов. Д. а. и м. — квантовомеханич. явление, включившее в себя упругие и неупругие компоненты.

Д. а. и м. открыта в 1928—30 О. Штерном (O. Stern) и И. Эстерманом (I. Estermann) в экспериментах по рассеянию пучков Ne, He, D<sub>2</sub>, HD, H<sub>2</sub>, D и H на поверхности щёлочно-галогидных кристаллов и явилась дополнит. подтверждением [к открытию в 1927 К. Дэвиссоном (C. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer) *дифракции электронов*] реальности волн де Бройля. Длина волны де Бройля  $\lambda$  для частиц с массой  $m$  и кинетич. энергией  $\mathcal{E}_i$  определяется ф-лой  $\lambda = h/\sqrt{2m\mathcal{E}_i}$ . Для молекул лёгких газов тепловой энергии (десятки мэВ)  $\lambda$  составляет ок. 1 Å. Близостью величины  $\lambda$  к характерным межатомным расстояниям в молекулах и твёрдых телах и объясняется возникновение Д. а. и м. (см. *Дифракция волн, Дифракционная решётка*).

В 1950—60-х гг. интерес к исследованию рассеяния газов разл. мишенями, и в частности к изучению Д. а. и м., возрос. Эти исследования стимулировались проблематикой аэродинамики разреженных газов, а благодаря успехам вакуумной техники появились новые эксперим. возможности их проведения. В ранних исследованиях пучки молекул получали с помощью тепловых источников и затем их монокинетизировали в механических либо монокристалльных монохроматорах. В совр. технике используются сверхзвуковые молекулярные потоки с *Маха числом* ок. 10, интенсивность и монокинетичность к-рых на порядки превышают получаемые прежними методами (см. *Сверхзвуковое течение, Молекулярные и атомные пучки*).