

ребрение предохраняет металлич. поверхности от коррозии. Сплавы С. с Pd, Pt и др. благородными металлами обладают высокой коррозионной стойкостью. Светочувствит. соединения применяют в фото- и киноматериалах. Прозрачные для ИК-излучения AgCl и нек-рые др. соединения используют в ИК-приборах. В качестве радиоакт. индикатора служит  $\beta$ -радиоактивный  $^{107m}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 249,9$  сут). Широкое применение С. обусловило его дефицитность и быстрорастущую стоимость, а также необходимость утилизировать все содержащиеся С. детали из приходящей в негодность аппаратуры, отработанные растворы фиксажа и т. д.

С. С. Бердонов.

**СЕРОЕ ТЕЛО** — тело, поглощения коэффициент к-рого меньше 1 и не зависит от длины волны излучения  $\lambda$  и абс. темп-ры  $T$ . Коэф. поглощения  $\alpha_{\lambda,T}$  (наз. также коэф. черноты С. т.) всех реальных тел зависит от  $\lambda$  (селективное поглощение) и  $T$ , поэтому их можно считать серыми лишь в интервалах  $\lambda$  и  $T$ , где коэф.  $\alpha_{\lambda,T}$  прил. постоянен. В видимой области спектра свойствами С. т. обладают каменный уголь ( $\alpha_{\lambda,T} = 0,80$  при 400—900 К), сажа ( $\alpha_{\lambda,T} = 0,94—0,96$  при 370—470 К); платиновая и висмутовая черни поглощают и излучают как С. т. в наиб. широком интервале  $\lambda$  — от видимого света до 25—30 мкм ( $\alpha_{\lambda,T} = 0,93—0,99$ ).

С. т. является источником т. н. серого излучения — тепловому излучению, одинакового по спектральному составу с излучением абсолютно чёрного тела, но отличающегося от него меньшей энергетич. яркостью. К серому излучению применимы законы излучения абсолютно чёрного тела — Планка закон излучения, Вина закон излучения, Рэлея — Джинса закон излучения. Понятие С. т. применяется в пирометрии оптической. **СЕЧЕНИЕ** (эффективное сечение) — величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определённое конечное состояние. С.  $\sigma$  равно отношению числа  $dN$  таких переходов в единицу времени к плотности  $n$  потока рассеиваемых частиц, падающих на мишень, т. е. к числу частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к их скорости  $v$  ( $n$  — плотность числа падающих частиц):  $d\sigma = dN/nv$ . Т. о., С. имеет размерность площади. Разл. типам переходов, наблюдаемых при рассеянии частиц, соответствуют разные С. Упругое рассеяние частиц характеризуют дифференциальным сечением  $d\sigma/d\Omega$ , равным отношению числа частиц, упруго рас-

дифференциального сечения, взятому по полному телесному углу. На рис. схематически изображён процесс упругого рассеяния точечных «классич.» частиц на шарике радиуса  $R_0$  с «абсолютно жёсткой» поверхностью; полное С. рассеяния равно геом. сечению шарика:  $\sigma = \pi R_0^2$ .

При наличии неупругих процессов полное С. складывается из С. упругих и неупругих процессов. Для более детальной характеристики рассеяния вводят С. для отд. типов (каналов) неупругих реакций. Для *многочисленных процессов* важное значение имеют т. н. и н к л ю з и в н ы е с е ч е н и я, описывающие вероятность появления в данном столкновении к.-л. определ. частицы или группы частиц.

Если взаимодействие между сталкивающимися частицами велико и быстро падает с увеличением расстояния, то С. по порядку величины, как правило, равно квадрату радиуса действия сил или геом. сечению системы; однако вследствие специфич. квантовомеханич. явлений С. могут весьма существенно отличаться от этих значений (напр., в случаях резонансного рассеяния и Рамзауара эффекта).

Эксперим. измерения С. рассеяния дают сведения о структуре сталкивающихся частиц. Так, измерения угл. зависимости С. упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц атомами позволили открыть атомное ядро, а С. упругого рассеяния электронов нуклонами — определить радиусы нуклонов и распределение в них электрич. заряда и магн. момента (т. н. эл.-магн. факторы). Изучение С. *глубоко неупругих процессов* рассеяния лептонов на нуклонах обнаружило составляющие их «точечные» частицы достаточно малых размеров — *партоны*.

В квантовой теории С. равно квадрату модуля амплитуды рассеяния. Полное С. рассеяния связано с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол *оптической теоремой*.

Понятие С. используется также в кинетич. ур-ниях, описывающих неравновесные процессы в статистич. физике.

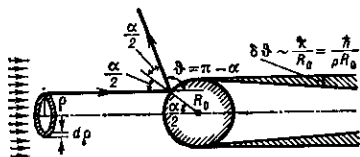
С. С. Герштейн.

**СЖАТИЕ** — см. Растяжение.

**СЖАТОЕ СОСТОЯНИЕ** электромагнитного поля — состояние поля, при к-ром дисперсия флуктуаций канонически сопряжённых компонент поля не равны. Возможны классич. и квантовые С. с. В первом случае оказываются неравными дисперсии квадратур классич. флуктуаций (см. [1], с. 125); для квантового С. с. дисперсия любой одной канонически сопряжённой компонент меньше дисперсии в когерентном состоянии. Понятие С. с. возникло в процессе изучения (1960—70-е гг.) статистич. характеристик излучения (лазерные эксперименты по корреляциям интенсивности), детального исследования необычных свойств лазерного света. Различают С. с. квадратурно-сжатые и состояния с подавленными флуктуациями числа фотонов или фазы.

Для когерентного состояния поля характерно пуассоновское распределение фотонов  $p(n) = (\bar{n}^n/n!)e^{-\bar{n}}$  с дисперсией  $\sigma^2 = \bar{n}$ . В поле с меньшей дисперсией флуктуаций подавлены квантовые флуктуации интенсивности, *статистика фотоотсчётов* сглажена во времени. В этом случае распределение фотонов более узкое, чем пуассоновское, и такое поле наз. с у б п у а с с о н о в с к и м. Уровень шума детектирования излучения с субпуассоновской статистикой фотонов оказывается ниже уровня *дробового шума*. Поэтому использование эл.-магн. полей с субпуассоновской статистикой представляет интерес для высокоточных и высокочувствит. измерений, в оптич. связи и спектроскопии.

Схематичное представление С. с. на фазовой плоскости дано на рис. 1. Векторами обозначены ср. амплитуды, пунктиром — область неопределённости *когерент-*



Схема, поясняющая упругое рассеяние «классической» частицы на «абсолютно твёрдом» шарике. Рассеянию на угол  $\theta = \pi - \alpha$  отвечает причём параметр  $\rho = R_0 \sin(\alpha/2) = R_0 \cos(\theta/2)$ , сечение  $d\sigma$  рассеяния в телесный угол  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$  равно площади заштрихованного кольца:  $d\sigma = 2\pi \rho d\rho = (\pi/2) R_0^2 \sin\theta d\theta$ , т. е. дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega = R_0^2/4$ , а полное сечение упругого рассеяния равно геом. сечению шарика:  $\sigma = \pi R_0^2$ . При учёте квантовых (волновых) свойств частиц сечение получается иным. В предельном случае  $\lambda \gg R_0$  ( $\lambda = h/p$  — длина волны де Бройля частицы,  $p$  — её импульс) рассеяние сферически симметрично, а полное сечение в 4 раза больше классического:  $\sigma = 4\pi R_0^2$ . При  $\lambda \ll R_0$  рассеяние на конечные углы ( $\theta \neq 0$ ) напоминает классическое, однако под очень малыми углами  $\theta \sim \lambda/R_0$  происходит волновое «дифракционное» рассеяние с сечением  $\pi R_0^2$ ; т. о., полное сечение с учётом дифракции вдвое больше классического  $\sigma = 2\pi R_0^2$ .

сеянных в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц ( $d\Omega$  — элемент телесного угла), и п о л н ы м упругим сечением  $\sigma$ , равным интегралу