

рия). Расчёт светового поля для случая больших x_2 (до $\sim 10^8$) очень сложен и осуществляется на ЭВМ. Однако картина поля, получающаяся из расчётов, хорошо совпадает с той, что следует из простых ф-л геом. оптики.

Если параметр $x_3 < 1$, то волны, рассеянные разными частицами, уже нельзя считать некогерентными, большую роль начинает играть интерференция между рассеянными волнами («кооперативные эффекты»).

Для М. с., оптическая толщина к-рой τ не мала ($\tau = \frac{x_2 x_3}{2} > 1$), наряду с однократным важным значением имеет также многократное рассеяние, воспринимаемое как самоосвещение среды. В результате мн. рассеяний при прохождении сквозь оптически толстую среду параллельный пучок света превращается в диффузный, источник света сквозь мутный слой не виден. Вследствие статистич. характера этого процесса, он описывается не напряжённостями полей, а матрицей плотности или Стокса параметрами, аддитивными для некогерентных пучков. Многократное рассеяние описывается также уравнением переноса излучения.

Если параметр $x_3 \ll 1$, то М. с. можно рассматривать как квазисплошное тело. Этот метод был предложен Дж. Максвеллом-Гарнеттом (J. Maxwell-Garnett, 1904) и широко используется в оптике коллоидов, гетерогенных твёрдых тел и др.

Четыре безразмерных параметра, отмеченных выше, достаточны для классификации М. с. в поле бесконечно плоской когерентной волны. Реальные пучки лишь частично когерентны, и их рассеяние зависит ещё от длины когерентности r , точнее от пятого параметра $x_5 = r/\lambda$. Поскольку этот параметр характеризует статистику свойств поля, а оно определяется свойствами источника света и пути, к-рый прошла волна до того, как попала на М. с., то его значение никак не связано с предыдущими четырьмя параметрами. Длина когерентности $r = \lambda^2/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина излучаемой линии. При учёте частичной когерентности света исследование «кооперативных эффектов» становится особенно сложной задачей.

Лит.: Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.—Л., 1951; Соболев В. В., Рассеяние света в атмосферах планет, М., 1972. К. С. Шифрин.

М-ЧИСЛО — то же, что Маха число.

МЫШЬЯК (лат. Arsenicum), As, — хим. элемент гл. подгруппы V группы периодич. системы элементов, ат. номер 33, ат. масса 74,9216. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{75}As . Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^2 3p^3$. Энергии последоват. ионизаций равны соответственно 9,82; 18,62; 28,35; 50,1 и 62,6 эВ. Металлич. радиус 0,148 нм, радиусы ионов As^{3-} , As^{3+} и As^{5+} равны соответственно 0,191, 0,069, 0,047 нм. Значение электроотрицательности 2,20.

При обычных условиях устойчив т. н. серый α -As, обладающий ромбоэдрич. кристаллич. структурой с параметрами $a = 0,4129$ нм и $\alpha = 54,1^\circ$. Плотн. α -As 5,72 кг/дм³. При быстром охлаждении паров М. образуется мягкий жёлтый М. (γ -As) с кубич. кристаллич. структурой, его плотн. 1,97 кг/дм³. Кроме того, известны чёрный аморфный β -As и др. его аморфные формы. При нагревании выше 270 °C все эти формы переходят в α -As. При давлении 3,6 МПа $T_{пл} = 817$ °C. Теплота плавления 21,8 кДж/моль, теплота возгонки 33 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 0,326 кДж/(кг·K) (18 °C), коэф. термич. линейного расширения $5,6 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ (40 °C). Для α -As уд. электр. сопротивление $35 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м. Тв. по Бригеллю 1,47 ГПа, по шкале Мооса — 3—4. М. диамагнитен. Темп-ра Дебая 224 К.

Обладает ср. хим. активностью, в соединениях проявляет степени окисления —3, +3 и +5. М. — сильный яд, его мн. соединения также сильно ядовиты. М. вводит в состав нек-рых баббитов и типографских сплавов. М. входит в состав спец. стёкол, напр. «иенского» стекла для термометров. Соединения М. с селеном (As_2Se_3),

теллуrom (As_2Te_3), индием (InAs) — полупроводниковые материалы, используются в фотоэлементах, фоторезисторах и др. Особенно велико значение для полупроводниковой техники арсенида галлия (GaAs), сохраняющего свои электр. свойства в интервале темп-р от минусовых до 500 °C. В качестве радиоакт. индикаторов используют искусственно получаемые радионуклиды ^{75}As (электронный захват, $T_{1/2} = 80,3$ сут), ^{74}As (электронный захват, β^- - и β^+ -распады, $T_{1/2} = 17,78$ сут) и образующийся при облучении М. тепловыми нейтронами ^{76}As (β^- -распад, $T_{1/2} = 26,32$ ч). С. С. Бердосов.

МЭНЛИ — РОУ СООТНОШЕНИЯ — энергетич. соотношения, характеризующие взаимодействие колебаний или волн в нелинейных системах с сосредоточенными или распределёнными параметрами. Эти соотношения в совокупности с законами сохранения энергии и импульса определяют характер нелинейного взаимодействия волн (колебаний) и позволяют рассчитать макс. эффективность преобразователя частоты на реактивной нелинейности.

М.—Р. с. впервые были введены в 1956 Дж. Мэнли и Г. Э. Роу (J. M. Manley, H. E. Rowe) для колебаний в нелинейной реактивной системе с сосредоточенными параметрами, а впоследствии обобщены на волны в нелинейных средах. Их общий вид

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{mP_{m,n}}{m\omega_n + n\omega_c} = 0, \quad (1)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{nP_{m,n}}{m\omega_n + n\omega_c} = 0, \quad (2)$$

где ω_n и ω_c — частоты исходных колебаний (волн m, n — целые числа, $P_{m,n}$ — изменение мощности на комбинац. частоте ($m\omega_n + n\omega_c$).

Соотношения (1), (2) справедливы для системы с произвольной реактивной нелинейностью. Они наглядно трактуются на квантовом языке. Знаменатели в (1), (2), умноженные на постоянную Планка \hbar , дают энергию кванта на соответствующей частоте, так что $|P_{m,n}|/\hbar(m\omega_n + n\omega_c) = N_{m,n}$ есть число квантов комбинац. частоты. При этом величина $mN_{m,n}$ представляет собой число квантов частоты ω_n , затраченных ($P_{m,n} > 0$) или образованных ($P_{m,n} < 0$) при возбуждении комбинац. частоты. Поэтому соотношение (1) есть закон сохранения числа квантов. В соответствии с природой взаимодействующих волн М.—Р. с. означают сохранение числа фотонов, фононов, плазмонов, магнонов или др. взаимодействующих квазичастиц.

Рассмотрим применение М.—Р. с. для наиб. часто встречающегося трёхчастотного взаимодействия (см. Взаимодействие световых волн, Взаимодействие волн в плазме, Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний, Параметрический генератор света, Параметрическое рассеяние). Если, напр., выполняется соотношение $\omega_n - \omega_c = \omega_p$ (ω_p — разностная частота), то в соответствии с (1), (2)

$$\frac{P_{0,1}}{\omega_c} = \frac{P_{1,-1}}{\omega_p} = -\frac{P_{1,0}}{\omega_n}. \quad (3)$$

Отсюда следуют важные выводы. В случае генерации суммарной частоты ω_n ($P_{1,0} < 0$) мощности на частотах ω_c и ω_p уменьшаются, а усиливается волна суммарной частоты; кванты с частотой ω_c и ω_p , сливаясь, образуют квант частоты ω_n . Однако при возбуждении разностной частоты ω_p мощность частоты накачки ω_n ($P_{1,0} > 0$), согласно (3), переходит к частотам ω_p и ω_c ($P_{0,1}, P_{1,-1} < 0$): квант накачки распадается на кванты частот ω_c и ω_p . При этом макс. коэф. преобразования по мощности в возбуждаемую частоту ω_p

$$\alpha = |P_{1,-1}|/P_{1,0} = \omega_p/\omega_n,$$

а макс. коэф. усиления на частоте ω_c