

Альтернативой описанному стационарному варианту К. с. к. р. является нестационарная К. с. к. р., в к-рой исследуется во времени процесс дефазировки когерентных молекулярных (решёточных и т. п.) колебаний, возбуждённых парой коротких импульсов, длительность к-рых меньше времён релаксации фазы и энергии исследуемых колебаний.

Лит.: Макер Р. Д., Терхуне Р. В., Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength, «Phys. Rev.», 1965, v. 137, № 3А, p. 801; Ахманов С. А. и др., Активная спектроскопия комбинационного рассеяния света с помощью квазинепрерывного перестраиваемого параметрического генератора, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 609; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Бункин А. Ф., Коротеев Н. И., Нелинейная лазерная спектроскопия газов, газовых потоков и низкотемпературной плазмы, «УФН», 1981, т. 134, с. 93; Нилер Д. Ж., Найтен Г., Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света, в кн.: Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях, пер. с англ., М., 1982.

Н. И. Коротеев.

**КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА** — изменение частоты и (или) направления монохроматической пространственно когерентной световой волны (обычно излучения лазера) в оптич. среде, в к-рой исследуемые оптич. моды предварительно селективно возбуждены и сфазированы с помощью дополнительно вводимых в среду когерентных световых пучков со специально подобранными частотами и направлениями распространения. В отличие от спонтанного рассеяния света (см. *Рассеяние света*) элементарные акты К. р. с. протекают согласованно, т. е. когерентно. Такой коллективный характер отклика среды на зондирующее излучение достигается предварительным воздействием на неё доплер. лазерных источников. В результате радикально изменяется взаимодействие зондирующего излучения с рассеивающей средой — оно приобретает характер дифракции на когерентных возбуждениях среды. Изменяются и характеристики рассеянного света: он становится когерентным, а диаграмма направленности резко анизотропной, интенсивность оказывается пропорциональной квадрату числа рассеивающих частиц, изменяются поляризац. свойства и др.

Оптич. характеристики среды могут изменяться под действием распространяющихся в ней световых волн достаточно большой интенсивности. В частности, возникает нелинейная добавка,  $\Delta\epsilon_{ij}^{(nl)}$ , к оптич. диэлектрич. проницаемости:  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(0)} + \Delta\epsilon_{ij}^{(nl)}$ . В centrosимметричной среде

$$\Delta\epsilon_{ij}^{(nl)} = \sum_{k, l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(3)} E_k E_l, \quad (1)$$

где  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  — тензор нелинейной восприимчивости 3-го порядка,  $E_k, E_l$  — компоненты электрич. вектора световой волны в среде.

В К. р. с. в качестве возбуждающего излучения (накачки), «приготавливающего» когерентно рассеивающую среду, используется суперпозиция пары плоских монохроматич. волн с частотами  $\omega_1, \omega_2 (\omega_1 \geq \omega_2)$  и волновыми векторами  $k_1, k_2$ :

$$E = \text{Re} \{ E_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 r)} + E_2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 r)} \}. \quad (2)$$

Биения монохроматич. составляющих поля накачки наводят в среде в соответствии с (1) бегущую (при  $\omega_1 \neq \omega_2$ ) либо стоячую (при  $\omega_1 = \omega_2$ ) плоскую волну измененной диэлектрич. проницаемости с разностной частотой  $\omega_1 - \omega_2$  и волновым вектором  $k_1 - k_2$

$$\Delta\epsilon^{(nl)} \sim \chi^{(3)} E_1 E_2^* \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2)r] \quad (3)$$

(для простоты у  $\Delta\epsilon^{(nl)}$  и  $\chi^{(3)}$  опущены тензорные индексы). Вводимая в возбуждённую среду пробная световая волна с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  испытывает дифракцию на бегущей (стоячей) волне  $\Delta\epsilon^{(nl)}$ . Из-за Доплера эффекта частота дифрагировавшей волны отличается от частоты падающей: она либо меньше

$\omega_c = \omega - (\omega_1 - \omega_2)$ , либо больше  $\omega_{c'} = \omega + (\omega_1 - \omega_2)$  частоты падающей (соответственно стоксово и антистоксово рассеяние), а направление волнового вектора  $k_{c, ac}$  и, следовательно, диаграмма направленности когерентно рассеянного света определяются Брэгга — Вульфа условиями:

$$k_{c, ac} = k \mp (k_1 - k_2); \quad k_{c, ac} = \omega_{c, ac} n_{c, ac} / c,$$

где  $n_{c, ac}$  — «невозмущённое» значение показателя преломления на соответствующей частоте.

Глубина модуляции волны измененной диэлектрич. проницаемости (3), а следовательно, и эффективность дифракции пробной волны испытывают резонансное возрастание, если разность частот волн накачки  $\omega_1 - \omega_2$  совпадает с частотой  $\Omega_j$  одного из собственных резонансов среды: внутримолекулярного колебания, электронного перехода в атоме или кристалле и т. п. В феноменологии нелинейной оптики это оказывается следствием наличия резонанса у восприимчивости  $\chi^{(3)}$ , испытывающей частотную дисперсию вблизи  $\Omega_j$ . Микроскопич. теория объясняет это возрастание модуляции наведением оптич. полями накачки корреляций в квантовых переходах, совершаемых под действием света в разл. атомах (молекулах, элементарных кристаллич. ячейках и т. п.) среды или, на классич. языке, фазированием соответствующих атомных (молекулярных и т. п.) осцилляторов, суммарный отклик к-рых определяет макроскопич. поляризацию исследуемой среды под действием света.

Таким образом, в условиях частотного резонанса ( $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_j$ ) распространение волны  $\Delta\epsilon$  есть распространение оптически наведённой волны соответствующих элементарных возбуждений среды. Дифракция пробного пучка на этой волне и представляет собой К. р. с.

В тех случаях, когда исследуемая с помощью К. р. с. собственная оптич. мода среды обладает дисперсией, т. е. когда  $\Omega_j = \Omega_j(q)$ , где  $q$  — волновой вектор, то помимо выполнения условий частотного резонанса необходимо выполнение и условия фазового синхронизма:  $k_1 - k_2 = q$ . К. р. с. наблюдается на оптически возбуждаемых акустич. фонах, ионных или экситонных поляритонах в кристаллах, на акустич. волнах в газах, жидкостях и плазме.

Исследование эффективности К. р. с. как ф-ции разности частот волн накачки вблизи резонансов среды лежит в основе когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния.

Лит.: Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981. См. также лит. при ст. *Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния*. Н. И. Коротеев.

**КОГЕРЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ** квантового осциллятора — состояние, максимально близкое к состоянию классич. осциллятора в том смысле, что произведение неопределённостей (дисперсий) координаты и импульса в этом состоянии принимает минимально возможное в рамках неопределённостей соотношения значение. Термин введён Р. Глаубером [1]. С аналогичным свойством волновые пакеты строились в начале развития квантовой механики Э. Шрёдингером [2]. В К. с. гармонич. осциллятора волновой пакет не расплывается, а его центр движется по классической траектории.

Дисперсии координаты и импульса одномерного квантового гармонич. осциллятора в К. с. (с вектором состояния  $|\alpha\rangle$ ) равны соответственно  $\Delta x = l\sqrt{2}$  и  $\Delta p = \hbar/l\sqrt{2}$ , где  $l$  — амплитуда нулевых колебаний, так что  $\Delta p \Delta x = \hbar/2$ . При этом изменение во времени ср. значений координаты и импульса соответствует классич. траекториям, а  $\Delta x$  и  $\Delta p$  остаются постоянными, т. е., эволюционируя, К. с. остаётся когерентным.

К. с.  $|\alpha\rangle$  осциллятора массы  $m$  и частоты  $\omega$  описывается нормированной волновой ф-цией, имеющей в