

только первый нелинейный член) тождественна четырёхфотонной нелинейной спектроскопии.

Для примера рассмотрим стационарную когерентную спектроскопию двухфотонного поглощения (ДФП) света. В генераторе эта схема формально описывается восприимчивостью $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4; \omega_1, \omega_2 - \omega_3)$, где все частоты $\omega_1, \dots, \omega_4 > 0$, ω_1 и ω_2 (частоты волн накачки) подбираются так, что суммарная частота сканирует область вблизи частоты Ω перехода, разрешённого в ДФП, т. е. $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$; ω_3 — частота пробной волны. Как правило, для реализации генерации схем когерентной А. л. с. необходимо выполнение условий фазового синхронизма (в данном случае $k_4 = k_1 + k_2 - k_3$, где k_1, \dots, k_4 — волновые векторы плоских волн с частотами $\omega_1, \dots, \omega_4$ соответственно).

Модулянт, вариант когерентной спектроскопии ДФП описывается восприимчивостью $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_2, -\omega_2)$ при $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$ (ω_2 — частота волны накачки, ω_1 — зондирующей волны). При накачке диэлектрич. проницаемости среды на частоте зондирующей волны ω_1 равна

$$\epsilon_{ij}(\omega_1) = \epsilon_{ij}^{(0)}(\omega_1) + 24\pi \sum \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4; \omega_1, \omega_2, -\omega_2) \times E_k(\omega_2) E_l^*(\omega_2) \quad (2)$$

($\epsilon_{ij}^{(0)}$ — диэлектрич. проницаемость среды в отсутствие накачки). При $\omega_1 + \omega_2 \approx \Omega$ восприимчивость $\chi_{ijkl}^{(3)}$ имеет мнимую часть; поэтому при $E_k(\omega_2) \neq 0$ появляется добавка к мнимой части у диэлектрич. проницаемости $\epsilon_{ij}(\omega_1)$, а следовательно, и дополнит. поглощение на частоте ω_1 , индуцированное полем накачки на частоте ω_2 ; это поглощение добавляется к обычному линейному поглощению на частоте ω_1 . Вещественная составляющая $\chi_{ijkl}^{(3)}$ даёт добавку к показателю преломления среды на частоте зондирующего излучения.

Для реализации модулянт. схем когерентной А. л. с. не требуется применять спец. мер для выполнения условий синхронизма: здесь они выполняются автоматически. Для описанной выше схемы когерентной спектроскопии ДФП $k_4 = k_1 + k_2 - k_3$.

Одним из методов А. л. с. является когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния света. С помощью А. л. с. удаётся решать задачи, недоступные др. методам спектроскопии поглощения или рассеяния света, значительно увеличить информативность оптич. спектроскопии, повысить отношение сигнал/шум на выходе традиц. спектрометров, улучшить их спектральное, пространственное и временное разрешение.

Лит.: Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981; Laubereau A., Kaiser W., Vibrational dynamics of liquids and solids investigated by picosecond light pulses, «Revs Mod. Phys.», 1978, v. 50, № 3, p. 607. См. также лит. при ст. Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния.

АКТИВНАЯ СРЕДА — вещество, в к-ром создана инверсия населённости энергетич. уровней квантовой системы. А. с. усиливает проходящее через неё резонансное эл.-магн. излучение при условии, если коэф. квантового усиления превышает коэф. потерь энергии в А. с. (см. Квантовая электроника). Применение положит. обратной связи позволяет использовать А. с. для создания генератора когерентного эл.-магн. излучения.

При этом необходимо избирать возбуждение (или создание каналов ускоренной релаксации) атомов или молекул, обеспечивающее избыточное заселение одного или неск. верхних уровней энергии по сравнению с нижележащим уровнем. Одним из наиб.эфф. методов возбуждения является т. н. метод оптич. накачки. Он особенно эффективен для возбуждения сред, обладающих широкими полосами поглощения (твёрдых тел, жидкостей, см. Твёрдотельный лазер, Жидкостные лазеры). В полупроводниках А. с. можно создавать разл. способами: инжекцией носителей за-

ряда через моно- и гетеропереходы (см. Инжекционный лазер, Гетеролазер), бомбардировкой пучком быстрых электронов; оптич. возбуждением; электрич. пробоем в электрич. поле (см. Полупроводниковый лазер). А. с. в газах создаётся в большинстве случаев в электрич. разряде. Возбуждение частиц возникает при электронном ударе. Обычно для увеличения эффективности накачки к рабочему газу добавляются вспомогательные, передающие возбуждение на верхний лазерный уровень рабочего газа и опустошающие его нижний лазерный уровень. Этот метод позволяет использовать в качестве А. с. разл. атомные и молекулярные смеси и разл. типы электрич. разрядов (см. Газоразрядные лазеры). Оптич. накачка (излучением с широким спектром) в газах является малоэффективной, т. к. ширина спектральной линии газа невелика. А. с. можно также создать в газовой смеси, к-рая нагревается до высоких темп-р, формируется в сверхзвуковой поток и затем, выходя из сопла, резко охлаждается (см. Газодинамический лазер). Хим. связи молекул являются энергоёмкими накопителями энергии. Поэтому для создания А. с. используют энергию, освобождающуюся в хим. реакциях. Примерами таких реакций могут служить реакции фотодиссоциации, диссоциации, взрывные хим. реакции (см. Химический лазер).

Лит.: Справочник по лазерам, пер. с англ. под ред. А. М. Прохорова, т. 1—2, М., 1978; Звельто О., Физика лазеров, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, М., 1983. М. Н. Андреева.

АКТИВНОСТЬ ОПТИЧЕСКАЯ, см. Оптическая активность.

АКТИВНОСТЬ РАДИОАКТИВНОГО ИСТОЧНИКА — число радиоакт. распадов в единицу времени. Единице А. р. и. в системе СИ — беккерелю (Бк) — соответствует 1 распад в 1 с. Внесистемная единица кюри (Ки) равна $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. А. р. и., приходящаяся на единицу массы источника, наз. уд. активностью. О методах измерения А. р. и. см. в ст. Радиометрия.

АКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНАЯ — см. Солнечная активность.

АКТИННЫЕ МАГНÉТИКИ — кристаллич. магнетики (металлы, сплавы, соединения), а также аморфные магнетики, содержащие элемент из ряда актинидов (актиноидов): Ac, Th, Pa, U, Np, Pu и др. В более узком смысле А. м. — вещества, содержащие актиниды и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом). Первое магнитоупорядоченное актинидное соединение — ферромагн. тригидрид урана ($\beta\text{-UH}_3$) — обнаружено в 1952.

Природа магнетизма актиноидов и их соединений. Магн. момент атомов актиноидов обусловлен частичной незаполненностью их электронной 5f-оболочки. Эта оболочка (ср. радиус 0,7 Å) более протяжённа, чем частично заполненная 4f-оболочка атомов редкоземельных элементов (ср. радиус 0,5 Å), но имеет меньшие размеры, чем неполностью заполненная 3d-оболочка атома элементов группы железа (ср. радиус 0,8—0,9 Å). Т. о., актиниды занимают промежуточное положение между редкоземельными элементами, магнетизм к-рых хорошо описывается моделью локализованных 4f-электронов (см. Редкоземельные магнетики) и металлами группы железа, в магнетизме к-рых существ. роль играют эффекты, обусловленные коллективизацией 3d-электронов (см. Ферромагнетизм). В актинидных соединениях при достижении нек-рого критич. расстояния d_k между соседними атомами актинида в кристаллич. решётке (для соединений урана $d_k \approx 3,5$ Å, плутония $d_k \approx 3,2$ Å, плутония $d_k \approx 3,4$ Å) происходит Мотта переход 5f-электронов из коллективизированного в локализованное состояние. В результате магнитоупорядоченными, как правило, являются соединения актинидов, у к-рых расстояние между соседними атомами актинида $d_{AN} > d_k$, а в соединениях, где $d_{AN} < d_k$, имеют место Паули парамагнетизм (рис.) и сверхпроводимость.