

Распространение излучения в условиях М. п. описывается системой нелинейных уравнений для амплитуд (или интенсивностей) отд. потоков. Если на входе в среду интенсивность одного из потоков  $I_{m0}$  мала по сравнению с интенсивностью остальных, то затухание его на расстоянии  $z$  даётся ф-лой:

$$I_m = I_{m0} \exp(-\chi_m I_1 I_2 \dots I_{m-1} z),$$

т. е. имеет вид, аналогичный закону Бугера для однофотонного поглощения. Здесь  $\chi_m$  — коэф., пропорциональный  $\text{Im} \hat{\chi}^{(2m-1)}$  на частоте  $\omega_m$ . При вырожденном по частоте двухфотонном поглощении из одного монохроматич. пучка ( $2\omega = \omega_{21}$ ) затухание носит гиперболич. характер:

$$I = \frac{I_0}{1 + \chi_2 I_0 z}, \quad \chi_2 = \frac{8\pi^2 \omega}{c n} \text{Im} \chi^{(3)}(\omega)$$

( $n$  — показатель преломления).

Как видно из приведённых ф-л, М. п. увеличивается с ростом интенсивности падающего излучения. Этим объясняется т. н. эффект затемнения: вещества, прозрачные для слабых потоков излучения данной частоты, при увеличении интенсивности могут оказаться сильно поглощающими за счёт возрастания М. п. Дальнейшее увеличение интенсивности может вызвать просветление вещества, связанное с насыщением многофотонного перехода (см. *Насыщения эффект, Просветления эффект*).

Наиб. низкие интенсивности требуются для наблюдения двухфотонного поглощения ( $m = 2$ ). Напр., для межзонных переходов в полупроводниках и диэлектриках  $\chi_2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$  см/Вт, т. е. заметное ослабление пучка за счёт двухфотонного поглощения достигается при интенсивностях  $\sim 10^6 \div 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако, если регистрировать М. п. косвенными методами, напр. по измерению интенсивности люминесценции, возбуждаемой многофотонным поглощением, то в ряде случаев достаточными оказываются интенсивности падающего излучения  $\sim 1 \div 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для регистрации М. п. используются также фотоионизация атомов и молекул с уже возбуждённого уровня, эффект многофотонной фотопроводимости и ряд др. методов.

В поле коротких импульсов, длительность к-рых меньше времени релаксации квантового перехода между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , при М. п. возможно проявление нестационарных когерентных эффектов, таких, как *затухание свободной поляризации, оптическая нутация, самоиндуцированная прозрачность*.

Процессы М. п. очень важны в квантовой электронике, нелинейной оптике, фотохимии и т. д. Они используются для оптич. накачки лазерных сред, измерения длительности коротких световых импульсов, управления параметрами лазерного излучения, селективного воздействия на атомы и молекулы при лазерном разделении изотопов. На основе М. п. разработан целый ряд методов нелинейной спектроскопии, к-рые широко применяются для исследования квантовых переходов в атомах и молекулах, энергетич. спектра возбуждений в полупроводниках и т. д.

*Лит.*: G ö r p e r t - M a y e r M., Über Elementarakte für mehrgipflige Influenz- und Kondensatormaschinen, «Ann. Phys.», 1931, Bd 9, S. 273; K a i s e r W., G a r r e t t C., Two-photon excitation in CaF<sub>2</sub>; E u<sup>2+</sup>, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 229; D i n g e s R. и др., Two-photon magnetoabsorption in ZnO<sup>+</sup>, «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 922; Б р е д и х и н В. И., Г а л а н и М. Д., Г е н к и н В. Н., Двухфотонное поглощение и спектроскопия, «УФН», 1973, т. 110, с. 3; Л о у д о н Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Л е т о х о в В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Ш е н И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989.

К. Н. Драбович.

**МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ** — процессы взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, при к-рых в одном элементарном акте происходит поглоще-

ние или испускание (или и то и другое) неск. фотонов. При этом в веществе совершается многофотонный переход между квантовыми состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , причём разность энергий конечного  $|2\rangle$  ( $\mathcal{E}_2$ ) и начального  $|1\rangle$  ( $\mathcal{E}_1$ ) состояний равна разности энергий поглощённых и испущенных фотонов.

В рамках квантовой механич. теории возмущений многофотонный переход из нач. состояния  $|1\rangle$  в конечное  $|2\rangle$  трактуется как результат последовательности однофотонных квантовых переходов через промежуточные виртуальные состояния (см. *Возмущений теория*). При М. п. населённость промежуточных уровней энергии не меняется, в отличие от ступенчатых (каскадных) процессов, при к-рых переход в состояние  $|2\rangle$  совершается в результате двух или более элементарных актов взаимодействия.

Возможность тех или иных М. п. определяется *отбора правилами* для соответствующих многофотонных переходов. Эти правила существенно отличаются от таковых для однофотонных процессов поглощения и испускания. Напр., однофотонные электр. дипольные переходы между состояниями с одинаковой чётностью запрещены правилами отбора, в то же время такой запрет по чётности отсутствует для многофотонных переходов между этими состояниями с участием чётного числа фотонов.

М. п. составляют физ. основу широкого круга разнообразных эффектов, проявляющихся в изменении характеристик эл.-магн. излучения, а также свойств и состояния вещества. К ним относятся *многофотонное поглощение* и испускание, *многофотонная ионизация* атомов и молекул, *многофотонный фотоэффект*, широкий класс процессов рассеяния света и т. п. Каждый фотон, возникающий при М. п., может испускаться либо спонтанно, либо под действием внеш. излучения. В соответствии с этим М. п. делятся на спонтанные и вынужденные (индуцированные), такие, как спонтанное и вынужденное рассеяние света, спонтанное и вынужденное многофотонное излучение (см. также *Комбинационное рассеяние света, Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*).

М. п., при к-рых конечное квантовое состояние  $|2\rangle$  соответствующего многофотонного перехода совпадает с исходным  $|1\rangle$ , наз. когерентными, т. к. в этом случае фазы взаимодействующих волн оказываются жёстко связанными между собой. К когерентным М. п. относятся генерация гармоник, процессы сложения и вычитания частот оптич. излучения, параметрич. генерация и усиление и т. п. (см. *Нелинейная оптика*).

Количеств. характеристикой  $m$ -фотонного процесса может служить вероятность соответствующего  $m$ -фотонного перехода  $W_m$ . Для вынужденных М. п. в поле монохроматич. потоков излучения с частотами  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$  вероятность  $W_m$  можно представить в виде:  $W_m = A_m n_1 n_2 \dots n_m$ , где  $n_1, n_2, \dots, n_m$  — плотности числа фотонов с соответствующими энергиями  $\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \dots, \hbar\omega_m$ . Т. о., скорость вынужденных М. п. является нелинейной ф-цией интенсивности падающего поля. Константа  $A_m$  зависит от вида энергетич. спектра поглощения вещества, типа М. п., частоты и поляризации падающего излучения. Если, напр., к.-л. из частот возбуждающего излучения или их комбинация оказывается близкой к частоте перехода из начального в промежуточное квантовое состояние, то величина  $A_m$ , а следовательно, и вероятность  $W_m$  резонансным образом возрастают. При этом резко возрастает и скорость соответствующих ступенчатых процессов. Т. о., наличие промежуточных резонансов ведёт к одноврем. проявлению многофотонных и ступенчатых процессов. Такая ситуация имеет место, напр., в случае резонансной флуоресценции, резонансного комбинац. рассеяния, резонансной многофотонной ионизации и т. д.

Довольно часто встречаются ситуации, когда между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  возникают неск. каналов перехода. Напр., если в спектре действующего излучения содер-