

Из (3) непосредственно следует, что электрон, переизлучая поле на высших гармониках 2ω , 3ω , обнаруживает нелинейный отклик.

Нелинейный отклик связанного электрона, как правило, гораздо сильнее; он обусловлен, в первую очередь, нелинейным характером удерживающего его силового поля. Простейшая модель, проясняющая качественную сторону дела, — классич. ангармонич. осцилятор.

Для классич. «смещения» x связанного электрона имеем ур-ние

$$\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + \omega_0 x + F_{нл} = -(e/m)E, \quad (4a)$$

$$F_{нл} = \alpha x^2 + \beta x^3 + \dots \quad (4b)$$

Считая нелинейный член $F_{нл}$ малым, выражения для наведённого дипольного момента атома или молекулы $d = ex$ и макроскопич. поляризации P (в изотропной среде $P = Nex$; N — число частиц в единице объёма) можно получить, решая ур-ние (4) методом возмущений. Тогда ф-лы для d и P имеют вид рядов по степеням поля E . Коэф. разложения оказываются тензорами второго, третьего и более высоких порядков:

$$d = d(E) = d_{лин} + d_{нл} = \hat{\gamma}^{(1)}E + \hat{\gamma}^{(2)}EE + \hat{\gamma}^{(3)}EEE + \dots, \quad (5)$$

$$P = P(E) = P_{лин} + P_{нл} = \hat{\chi}^{(1)}E + \hat{\chi}^{(2)}EE + \hat{\chi}^{(3)}EEE + \dots \quad (6)$$

Пока в (4) можно пренебречь нелинейными членами (что характерно для хаотич. малоинтенсивного излучения большинства нелазерных источников света), для d и P имеем:

$$d = d_{лин} = \hat{\gamma}^{(1)}E; \quad P = P_{лин} = \hat{\chi}^{(1)}E, \quad (7)$$

$$\chi_{ij}^{(1)} = N \langle \gamma_{ij}^{(1)} \rangle \frac{n^2 + 2}{3}, \quad (7a)$$

т. е. отклик среды линеен по полю и полностью описывается линейной поляризуемостью $\gamma^{(1)}$ и линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. [Величина $(n^2 + 2)/3$ — лоренцевский фактор, или фактор действующего поля, характеризует действие соседних диполей.] Соотношения (7) являются квазистатич. материальными ур-ниями линейной оптики. Оптич. отклик в общем случае характеризуется набором поляризуемостей $\hat{\gamma}^{(2)}$, $\hat{\gamma}^{(3)}$, ... и нелинейных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(2)}$, $\hat{\chi}^{(3)}$, ...

В лазерной оптике нелинейные слагаемые в (5) и (6) существенны, а обусловленные ими эффекты во мн. случаях доминируют. Более того, в «сверхсильных» световых полях мощных лазеров локальный нелинейный отклик сравняется с линейным, $P_{нл} \sim P_{лин}$ (см. ниже).

Ясные представления о том, что законы линейной оптики, в частности *суперпозиции принцип*, носят приближённый характер и применимы лишь в области слабых полей, существовали и до появления лазеров. Первые прямые эксперименты по регистрации нелинейностей в поглощении и преломлении света в флуоресцирующих кристаллах и стёклах были выполнены в 1920—30-х гг. С. И. Вавиловым с сотрудниками. Результатом нарушения принципа суперпозиции является известный ещё с прошлого века линейный эл.-оптич. эффект. Лежащее в его основе взаимодействие НЧ- и оптич. полей описывается квадратичным членом в разложении поляризации по полю:

$$P_{нл}(\omega) = \chi^{(2)}E_0E_\omega,$$

где E_0 — статич. (НЧ-) электрич. поле, изменяющее поляризацию (а следовательно, и показатель преломления) на оптич. частоте ω .

Первым нелинейным эффектом, зарегистрированным с помощью лазера, стала генерация второй оптич. гармоники. В 1961 П. Франкен (P. Franken) с сотрудниками наблюдали удвоение частоты излучения рубино-

вого лазера в кристалле кварца. Эффект описывается квадратичным по полю членом в нелинейной поляризации (6). Гармонич. поле (2) возбуждает в соответствии с (6) волну нелинейной поляризации на удвоенной частоте:

$$P_{нл}(2\omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega)E_\omega^2 \sim \chi^{(2)}(2\omega)A_1^2 \exp i2(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}). \quad (8)$$

Эта волна — движущийся распределённый источник, переизлучающий световое поле гармоники $E_{2\omega} = -e_2 A_2 \exp i(2\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})$.

В опытах Франкена генерация гармоник была очень слабым эффектом, кпд удвоения (относит. мощность гармоники) $\lesssim 10^{-8}$. Однако уже к нач. 1963 кпд оптич. удвоителей достигали 20—30%. Решающую роль в этом сыграли реализация условий *фазового синхронизма*, согласование фазовых скоростей волны нелинейной поляризации и гармоники, осуществляющееся при $2k_1 = k_2$ и приводящее к синфазному сложению полей гармоники, генерирующихся в разл. участках нелинейной среды. Т. о., даже в условиях, когда локальный нелинейный эффект мал ($\chi^{(2)}E \ll 1$, $P_{нл} \ll P_{лин}$), накопление его на большой дистанции, управление «продольными» взаимодействиями приводят к сильному энергообмену между волнами.

Принципиальное значение для Н. о. имело создание лазеров с модулиров. добротностью (1962), позволяющих получать при длительности импульсов $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с интенсивности $\sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см². Сильные поля лазеров с модулиров. добротностью позволили начать исследования нелинейных эффектов, кубичных по полю, определяемых $\chi^{(3)}$. С помощью этих лазеров получены 3-я и 4-я оптич. гармоники (1963—64), обнаружено явление вынужденного комбинац. рассеяния (1962). Оказалось, что в сильных лазерных полях взаимодействия электронных и колебат. движений в молекулах и кристаллах приводят к фазировке колебаний; рассеяние становится когерентным, интенсивность рассеянного света возрастает на много порядков.

В 1965 впервые наблюдалась *самофокусировка света*, зарегистрированы «поперечные» нелинейные взаимодействия: в нелинейной среде *дифракционная расходимость* мощного светового пучка подавляется нелинейной рефракцией, обусловленной нелинейной добавкой к показателю преломления ($\Delta n = n_2 I$, $n_2 \sim \chi^{(3)}$). В том же году запущен *параметрический генератор света*, в к-ром взаимодействие волн на квадратичной нелинейности используется для генерации когерентного излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне.

Проблемы совр. Н. о. далеко выходят за рамки физ. и прикладной оптики в их традиц. понимании. Совр. Н. о. определяют след. направления: физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия; волновая Н. о.; воздействие сильного светового поля на вещество; прикладная Н. о.

Физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия. Совр. Н. о. сталкивается с разнообразными проявлениями нелинейного отклика разл. сред, сюда входят и прямые эксперименты по регистрации поляризации вакуума в сверхсильных световых полях. Спектроскопич. методы, основанные на изучении нелинейных свойств вещества, в частности дисперсии нелинейных восприимчивостей, оказались универсальными, позволили решать задачи, ранее недоступные оптич. технике.

Волновая нелинейная оптика. Нелинейность отклика приводит к взаимовлиянию, в т. ч. к сильному энергообмену волн с существенно разл. частотами и волновыми векторами, к нелинейным изменениям частотного и угл. спектров квазимонохроматич. квазиплоских волн (самовоздействиям). В процессе волновых взаимодействий и самовоздействий нелинейно изменяется и состояние поляризации волн — возникают поляризац. нелинейные эффекты.