

Многообразные волновые взаимодействия и самовоздействия фактически определяют гл. черты поведения мощных лазерных пучков в материальной среде. Разработка эфф. методов управления продольными и поперечными нелинейными взаимодействиями позволила реализовать в оптике разнообразные эффекты нелинейной волновой динамики — параметрич. взаимодействия, ударные волны, генерацию структур, солитоны, спиральные волны, турбулентность.

Физика воздействия сильного светового поля на вещество. Нелинейный отклик среды, нелинейные оптич. явления играют важную, а зачастую и решающую роль в механизмах лазерного возбуждения и релаксации сильнонеравновесных состояний в атомах, молекулах и конденсиров. средах. На использовании оптич. нелинейности базируются и уникальные по быстрдействию (временное разрешение  $\sim 10^{-15}$  с) и спектральному разрешению методы лазерной диагностики неравновесных состояний, быстрых превращений в веществе.

Прикладная нелинейная оптика. Преобразование частотного и угл. спектров, быстрое управление амплитудой и фазой световых волн, являющиеся следствием нелинейных взаимодействий и самовоздействий, лежат в основе действия широкого класса нелинейнооптич. устройств. Кроме традиц. преобразователей частоты и параметрич. генераторов, в прикладной Н. о. разработаны системы нелинейной *адаптивной оптики*, эфф. компрессоры сверхкоротких световых импульсов, бистабильные и мультистабильные элементы быстродействующих цифровых и аналоговых оптич. процессоров.

Т. о., мн. проблемы Н. о. тесно переплетаются с задачами атомной и молекулярной физики, физики твёрдого тела, электроники и технологии. При всём многообразии направлений исследований важнейшими продолжают оставаться: физика и техника генерации сильных световых полей; физика оптич. нелинейности и разработка нелинейных материалов; разработка методов управления продольными и поперечными взаимодействиями световых волн в нелинейных средах.

Величина нелинейного эффекта определяется напряжённостью светового поля, значением нелинейной восприимчивости и эфф. пространственным масштабом нелинейного взаимодействия.

### 1. Сильные световые поля

Естественный для Н. о. масштаб напряжённости поля — напряжённость внутриатомного поля  $E_a$ . Можно ожидать, что при  $E = E_a$  нелинейный отклик сравнивается по величине с линейным:

$$P_{\text{лин}}(E_a) \approx P_{\text{нл}}(E_a). \quad (9)$$

Максимальная в ряду внутриатомных полей напряжённость поля в атоме водорода  $E_a \approx e/a_0^2 \approx 5 \cdot 10^9$  В/см достигается в световом пучке с интенсивностью

$$I_a = \frac{cA^2}{8\pi} = \frac{ce^2}{2\lambda a_0^4} \approx 10^{17} \text{ Вт/см}^2.$$

Для получения таких интенсивностей необходимо располагать лазерными системами, генерирующими излучение мощностью  $W \approx 1$  ТВт ( $10^{12}$  Вт). Фокусировка излучения в пятно площадью  $\sigma \approx 10^{-6}$  см<sup>2</sup>, вполне реальная в видимом и ближнем ИК-диапазоне, приводит в этом случае к  $I = W/\sigma \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

С помощью лазеров с модулиров. добротностью ( $\tau_n \approx 10^{-8} - 10^{-9}$  с) сверхсильные поля можно получить только в уникальных мультиканджоульных установках, предназначенных для экспериментов по УТС. Поэтому огромное значение для Н. о. имели освоение техники генерации пико- и фемтосекундных импульсов, разработка методов сжатия лазерных импульсов, «фокусировка во времени» (рис. 1).

При  $\tau_n \approx 10^{-13} - 10^{-14}$  с переход к сверхсильным полям возможен при энергиях импульса 0,1 Дж.

Именно такими методами получены (1989) интенсивности  $I \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, при к-рых напряжённость светового поля почти на порядок превосходит атомное поле. При  $E > E_a$  происходит радикальное изменение структуры вещества; дискретная структура атомных уровней практически исчезает, оптич. отклик определяется переходами в непре-

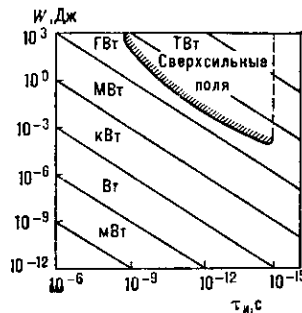


Рис. 1. Диаграмма энергия — длительность лазерного импульса  $\tau_n$ ; линиями указаны уровни равной мощности. Сверхсильным полям соответствует мощность  $> 1$  ТВт.

рывном спектре. Это означает, что при  $E \geq E_a$  на смену Н. о. атомов и молекул приходит нелинейная электронная физика. В действительности «динамич. диапазон» Н. о. атомов и молекул существенно уже. Конденсиров. среда, не слишком разреженный газ ионизуются при интенсивностях  $I = I_{\text{пр}} \ll I_a$  ( $I_{\text{пр}}$  — порог пробоя). Эффект связан с лавинным размножением свободных электронов, набирающих энергию в процессе столкновений в поле световой волны. При достижении критич. концентрации электронов  $N_{\text{кр}} \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup> возникает лавинный световой пробой (см. *Оптические разряды*). Возможность достичь  $N_{\text{кр}}$  определяется плотностью световой энергии; поэтому  $I_{\text{пр}} \sim 1/\tau_n$ , т. е. порог светового пробоя возрастает с уменьшением длительности лазерного импульса.

Конкретные значения  $I_{\text{пр}}$ , вид зависимости  $I_{\text{пр}}(\tau_n)$  определяются прежде всего соотношением частоты света  $\omega$  и резонансной частоты вещества  $\omega_a$ .

Представления о порядках величин можно дать для существенно нерезонансного случая  $\omega/\omega_a \ll 1$ . В этой ситуации пробой прозрачных кристаллов и стёкол в поле импульсов длительностью  $\tau_n \approx 10^{-8}$  с происходит при  $I_{\text{пр}} \approx 10^{10} - 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $\tau_n \approx 10^{-14}$  с верх. граница интенсивностей, при к-рых конденсиров. среда ещё не успевает ионизоваться, повышается до значений  $I_{\text{пр}} \approx 10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $I = I_T \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> атом ионизуется за счёт туннелирования электрона в световом поле за время порядка светового периода; этим определяется предельная оптич. прочность вещества в нерезонансных условиях. При  $I \geq I_T \ll I_a$  [в нерезонансном случае  $I_T \approx (\omega/\omega_a)^2 I_a$ ] линейный и нелинейный отклики вещества определяются фактически откликом квазисвободных электронов.

В световом поле напряжённостью

$$E = E_{\text{рел}} = m\omega c/e$$

энергия осциллиций электрона становится сравнимой с энергией покоя. Соответственно, т. в. релятивистская интенсивность

$$I_{\text{рел}} = m^2 \omega^2 c^3 / 4\pi e^2$$

характеризует границу релятивистской Н. о. свободных электронов [при  $E = E_{\text{рел}}$   $v \approx c$  в (1) и вклад, обусловленный силой Лоренца, уже нельзя рассматривать как малое возмущение].

Для частот, соответствующих видимому диапазону,  $I_{\text{рел}} \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> — величина, уже достигнутая в эксперименте.

Получение сверхсильных полей позволяет экспериментально наблюдать эффекты нелинейной квантовой электродинамики. В полях напряжённостью  $E \approx 10^{16}$  В/см ( $I \approx 10^{30}$  Вт/см<sup>2</sup>) возможна генерация электронно-позитронных пар в вакууме («оптич. пробой вакуума»). Хотя достижение таких полей пока представляется проблематичным, взаимодействие уже