

представляет собой альтернативные методы извлечения данных о ширине линии $\Delta\nu = \Gamma/2\lambda$ или о прямо связанном с ней времени поперечной релаксации (дефазировки) $T_2 = (\Delta\nu)^{-1}$. В частотной спектроскопии спектральное разрешение тем выше, чем больше отношение $\Delta\nu/\nu_L$, где $\Delta\nu_L$ — ширина линии используемого лазерного излучения. Аналогичным параметром в нестационарной

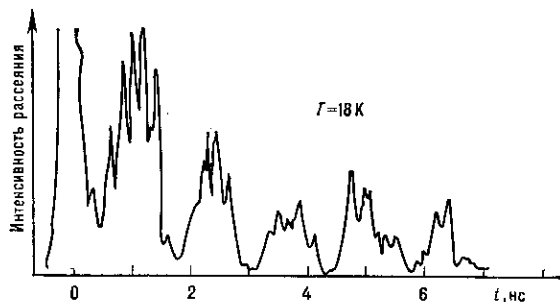


Рис. 7. Экспериментальные данные нестационарной КАРС-спектроскопии кристалла перилена, полученные при длительности импульса τ_L , меньшей периода молекулярных колебаний T_M .

нарной спектроскопии является отношение времени дефазировки T_2 к длительности возбуждающих и зондирующих импульсов τ_L : должно выполняться условие $T_2/\tau_L \gg 1$. Если для возбуждения и зондирования во временной спектроскопии используются фемтосекундные световые импульсы, то (поскольку $\omega_i/\Omega \gg 1$) возможны ситуации, когда длительности пробных импульсов оказываются малыми не только по сравнению с временами релаксации энергии и фазы, но и по сравнению с $T_M = 2\pi/\Omega$ — периодом молекулярных колебаний. В этом случае появляется возможность регистрировать не только огибающую, но и саму форму молекулярных колебаний (рис. 7); нелинейный спектрометр становится стробоскопич. «оптическим осциллографом».

Регистрация нелинейного отклика используется для нелинейнооптич. диагностики кристаллич. структуры приповерхностных слоёв сильно поглощающих монокристаллов полупроводников и металлов (особенно диагностики с пико- и субпикосекундным временным разрешением). Совр. эксперим. техника позволяет легко регистрировать квадратичные и кубичные по полю эффекты в отражённом от кристалла свете, нелинейные взаимодействия в тонких приповерхностных слоях.

Нелинейное отражение от кристалла кремния (рис. 8) можно использовать для диагностики нарушений кристаллич. структуры, возникающих при ионной имплантации. В основе техники регистрации лежит анизотропия нелинейного отклика (линейный отклик Si — изотропен). Из рис. 8(б, в) видно, что увеличение дозы имплантации уменьшает анизотропию в угл. распределении интенсивности квадратурной 2-й гармоники (дипольная 2-я гармоника в Si запрещена); уменьшение анизотропии удаётся непосредственно связать с мерой аморфизации кристалла.

Рис. 8. Нелинейнооптическая диагностика поверхности монокристалла Si: а — интенсивность 2-й гармоники, отражённой от совершенного кристалла в зависимости от угла поворота θ ; б, в — то же в имплантированном Si при разных дозах имплантации $D = 1, 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (б), $2, 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (в).

Сильная анизотропия проявляется и в нелинейном отклике монокристаллов металлов — в Au, Cu, Al; зарегистрирован нелинейный отклик от плёнок, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью. Всё это стимулирует применение нелинейных оптич. методов к анализу динамики электронной структуры нормальных и сверхпроводящих металлов. Чувствительность нелинейного отклика к тонким деталям зонной структуры полупроводников и металлов делает нелинейнооптич. диагностику эфф. методом изучения не только симметрии потенциала, в к-ром движется электрон, но и деталей картины этого движения.

6. Параметрические процессы и параметрические преобразователи

Интенсивная световая волна — волна «накачки» $E_H = \epsilon_H A_H \exp(i(\omega_H t - k_H r))$, распространяющаяся в среде с быстрым нелинейным откликом, модулирует её диэлектрич. проницаемость ϵ по закону бегущей волны. Бегущая волна диэлектрич. проницаемости способна усиливать слабые волны с соответствующим образом подобранными частотами и волновыми векторами — эффект, имеющий ряд общих черт с параметрич. усилением и параметрич. генерацией в системах с сосредоточенными параметрами.

В квадратичной среде диэлектрич. проницаемость $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(\omega_H t - k_H r)$, (32)

где ϵ_1 — коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости, $\omega_H = \omega_1 + \omega_2$ — частота накачки, равная сумме частот параметрически усиливаемых волн.

Поведение комплексных амплитуд волн, участвующих в таком трёхчастотном («трёхфотонном») параметрич. процессе (без учёта потерь), описывается системой трёх ур-ний [ср. (22)]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\beta_1 A_H A_2^* e^{i\Delta z}, \quad (33a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\beta_2 A_H A_1^* e^{i\Delta z}, \quad (33б)$$

$$\frac{\partial A_H}{\partial z} + \frac{1}{u_H} \frac{\partial A_H}{\partial t} = -i\beta_H A_1 A_2 e^{-i\Delta z}. \quad (33в)$$

Если $u_1 = u_2 = u_H$, $\Delta z = 0$ (выполняются условия фазового синхронизма $k_H = k_1 + k_2$) и $A_1, A_2 \ll A_H$ (последнее приближение обычно наз. приближением заданного поля накачки), то решения ур-ний (33a) и (33б)

$$A_1, A_2 \sim \exp g z; \quad g = \sqrt{\beta_1 \beta_2 |A_H|^2},$$

т. е. волны на частотах ω_1, ω_2 экспоненциально усиливаются. Расстройка фазовых скоростей ($\Delta \neq 0$), обусловленная дисперсией среды, снижает инкремент: $g = \sqrt{\beta_1 \beta_2 |A_H|^2 - \Delta^2}$. Однако увеличением интенсив-

