

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА

И.М.Суслов

При облучении лазером поверхности полупроводника возбуждаются взаимные колебания двух подрешеток кристалла с амплитудой порядка межатомного расстояния. Эти колебания могут являться причиной лазерного отжига.

Облучение лазером поверхности полупроводника приводит к устранению из поверхностного слоя дефектов и созданию совершенной кристаллической структуры — происходит так называемый лазерный отжиг. В последнее время широко обсуждаются нетепловые модели лазерного отжига ^{1,2}; наиболее серьезная из этих моделей предложена недавно в работе ³,

согласно которой лазерный отжиг возникает в результате пайерлсовского перехода из диэлектрика в металл и обратно. Ниже показано, что в рамках этой модели существует любопытное явление, которое может играть определяющую роль в лазерном отжиге.

Рассмотрим металл с ОЦК решеткой, описываемый приближением сильной связи с учетом ближайших соседей (ширина зоны $\sim U$). При половинном заполнении зоны поверхность Ферми является точным кубом и система неустойчива относительно взаимного смещения двух кубических подрешеток в направлении главной диагонали — при этом на уровне Ферми открывается щель $2E_g^0$ и система становится диэлектриком ⁴. Рассмотрим лазерный отжиг такого диэлектрика; при этом будем предполагать, что $(\omega_D - \text{дебаевская частота})$

$$\hbar \omega_D \ll E_g^0 \ll U. \quad (1)$$

Во время лазерной накачки часть электронов перебрасывается через щель; над щелью образуется электронный газ с плотностью n , который будем считать вырожденным (рис.1) Потенциальная энергия системы складывается из энергии электронного газа V_e и упругой энергии $V_{\text{упр}}$, обусловленной ковалентной связью:

$$V = V_e + V_{\text{упр}}, \quad V_{\text{упр}} = \frac{1}{2} kx^2 \quad (2)$$

$$V_e(E_g) = V_e(0) + 2N(\epsilon_F) \left\{ \int_0^U d\epsilon (\epsilon - \sqrt{\epsilon^2 + E_g^2}) + 2 \int_0^{\Delta} d\epsilon \sqrt{\epsilon^2 + E_g^2} \right\},$$

где x — относительное смещение подрешеток, U — параметр обрезания (порядка ширины зоны), $\Delta = v_F k_0 \sim U^n / n_0$, k_0 определено на рис. 1, n_0 — полная плотность электронов, $N(\epsilon_F)$ и v_F — плотность состояний и фермиевская скорость в металлической фазе (при $E_g = 0$); спектр $\epsilon(k)$ вблизи щели берется в приближении слабой связи. Так как $E_g \sim |x|$, то зависимости $V(x)$ при разных n имеют вид, показанный на рис. 2.

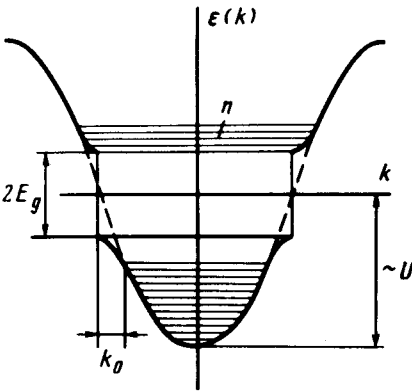


Рис. 1

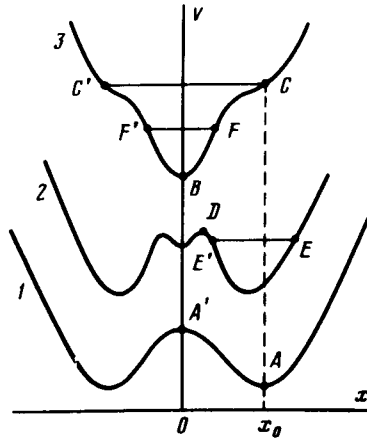


Рис. 2

При $n = 0$ (кривая 1) устойчиво диэлектрическое состояние ($x = x_0$, точка A), металлическое же состояние ($x = 0$, точка A') абсолютно неустойчиво. При конечных n (кривая 2) металлическое состояние становится метастабильным; наконец, при $n > n_c$ (кривая 3), где

$$n_c = \frac{3}{3\sqrt{3}} N(\epsilon_F) E_g^0 \sim n_0 E_g^0 / U \quad (3)$$

становится абсолютно неустойчивым диэлектрическое состояние ³.

Рассмотрим динамику системы после освещения очень коротким (короче ω_D^{-1}) и мощным лазерным импульсом. К моменту окончания импульса система из исходного состояния A перейдет в состояние C и начнет двигаться свободно. Благодаря инерции, из C система не сразу скатится в B, а начнет совершать колебания между C и C'. Так как эти

колебания соответствуют взаимному движению двух подрешеток, то их частота $\sim \omega_D$, а затухание определяется формулами для коэффициента поглощения коротковолнового звука:

$$\gamma \sim \omega_D T / U_{\text{св}} \ll \omega_D \quad (T \gtrsim \hbar \omega_D).$$

Оно мало по параметру $T / U_{\text{св}}$ ($U_{\text{св}}$ — энергия связи решетки). За счет рекомбинации носителей параметры колебательной системы будут меняться — с кривой 3 она перейдет на кривую 2, а затем — на кривую 1. Однако это изменение будет медленным, так как времена $\tau_{\text{рек}}$ многофононной и оже-рекомбинации велики на шкале ω_D^{-1} . Вблизи точки $x = 0$ величина щели E_g мала и рекомбинация может идти за счет однофононных процессов. Ее скорость определяется временем энергетической релаксации

$$\tau_E \sim \omega_D^{-1} E_g^0 / \hbar \omega_D \gg \omega_D^{-1} \quad (4)$$

(за время излучения фонона ω_D^{-1} энергия электрона изменяется на $\hbar \omega_D$, тогда как ее среднее значение $\sim E_g^0$ при $n \sim n_c$) и также мала; к тому же состояния с малой щелью ($E_g \lesssim \hbar \omega_D$) проходятся за малую долю периода.

Таким образом, мы имеем колебательную систему с высокой добротностью; покажем, что в случае длительных лазерных импульсов возможна параметрическая подкачка и система может работать в режиме генератора. Пусть выполнены условия

$$(J\alpha / \hbar \omega_0) \tau_{\text{рек}} \gtrsim n_c, \quad (5)$$

$$(J\alpha / \hbar \omega_0) \tau_E \ll n_c, \quad (6)$$

$$U_{\text{св}} \gg T \gtrsim T_0, \quad T_0 \sim E_g^0 (E_g^0 / U) (J\alpha \tau_E / \hbar \omega_0 n_c)^4, \quad (7)$$

где J — плотность потока энергии излучения, $\hbar \omega_0$ — энергия кванта, α^{-1} — длина затухания; $J\alpha / \hbar \omega_0$ есть плотность электронов, перебрасываемых через щель в единицу времени. Длительность импульса не имеет значения, если не происходит перегрева образца.

Условия (5) — (7) есть условия самовозбуждения системы. Действительно, диэлектрическое состояние (точка A) неустойчиво, так как согласно (5) плотность носителей n возрастает выше критической. Металлическое состояние (точка B) неустойчиво, так как при $E_g = 0$ рекомбинация определяется временем τ_E и в силу (6) плотность носителей n падает почти до нуля. В существующем при малых n мелком минимуме в $x = 0$ система не удержится ввиду правого неравенства (7). Левое неравенство (7) является условием высокой добротности.

Периодическое движение возможно в широком интервале плотностей n . При малых n оно происходит в верхней части диэлектрической ямы (траектория EE'), при больших n — вблизи металлического состояния (FF'). Траектория EE' выбирается из условия, чтобы число носителей, рекомбинировавших вблизи точки E' ($E' E_g \lesssim \hbar \omega_D$) восполнилось лазерной накачкой за период движения. Такой выбор всегда возможен, так как время прохождения окрестности точки E' сильно зависит от положения траектории — при стремлении E' к D оно обращается в бесконечность. Легко видеть, что существует глубокая обратная связь: например, при отклонении траектории EE' вниз на рис. 2. резко уменьшается время прохождения области быстрой рекомбинации вблизи E' и число носителей в среднем за период возрастает. Это приводит к понижению максимума потенциальной энергии D и увеличению времени прохождения окрестности точки E' .

Для траектории FF' отклонение вниз на рис. 2 приводит к относительному увеличению времени прохождения области $x \approx 0$ (по сравнению с периодом движения) и уменьшению n . Поскольку вид потенциальной энергии в этой области

$$V(x) \sim x^2 \ln |x_1/x|, \quad x \ll x_1, \quad x_1 \sim n^2,$$

то уменьшение η приводит к увеличению ширины потенциальной ямы и уменьшению относительного времени прохождения области $x \approx 0$.

Таким образом, в условиях лазерного облучения возбуждаются незатухающие колебания двух подрешеток относительно друг друга с амплитудой порядка межатомного расстояния. Столь сильная "тряска" может приводить к "залечиванию" дефектов и макроскопическому перераспределению примесей. Ввиду ее когерентного характера межузельные атомы движутся в периодическом (по времени и в пространстве) поле и могут иметь длины пробега значительно больше постоянной решетки, что означает коэффициенты диффузии большие, чем в жидкой фазе (ускорение диффузии в результате "радиационной тряски" другого происхождения обсуждалось в ⁵ и подтверждено экспериментально в ⁶. В некоторых случаях может происходить не отжиг, а наоборот, аморфизация кристалла.

Предсказанное явление может наблюдаться в полупроводниках с малыми E_g^0 , близких к структурному пайерлсовскому переходу в условиях хорошего теплоотвода (например, в сверхтекучем гелии) и при оптимальном выборе частоты излучения. На его основе возможно создание "звукового лазера".

Автор признателен А.Ф.Андрееву, Ю.В.Кобаеву и В.Б.Стопачинскому за обсуждение.

Литература

1. Van Vechten J.A. et al. Phys. Lett., 1979, A 74, 417, 422.
2. Van Vechten J.A. Solid State Comm., 1981, 39, 1285.
3. Кобаев В.В., Кобаев Ю.В., Молотков С.Н. Микроэлектроника, 1983, 12, 499.
4. Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел. М: Мир, 1956. Гл. 5, § § 3, 4.
5. Инденбом В.Л. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 489.
6. Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Чернов С.А., Эцин С.С. ФТТ, 1984, 26, 321.

Поступила в редакцию

14 февраля 1984г.

После переработки

7 мая 1984г.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР