

## ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ПОВЕРХНОСТИ

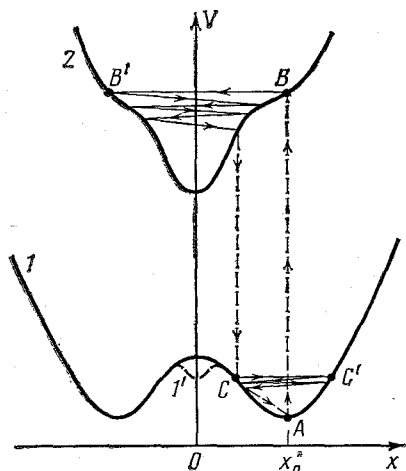
В. Б. Стопачинский, И. М. Сулов

Облучая светом поверхность полупроводника, можно стимулировать на ней структурные переходы — например, менять ее реконструкцию. При определенных условиях могут возбуждаться колебания, состоящие в попеременном переходе из одной фазы в другую. Предлагается схема эксперимента для регистрации таких колебаний.

В недавней работе [1] предсказана возможность пайерлсовского перехода полупроводника, облучаемого светом большой интенсивности, в металлическое состояние. В дальнейшем в работе [2] было показано, что в этих условиях могут возбуждаться взаимные колебания двух подрешеток кристалла с амплитудой порядка межатомного расстояния<sup>1)</sup>. Условия наблюдения этого эффекта оказываются чрезвычайно жесткими, так как нужно избежать перегрева решетки при высоких уровнях возбуждения электронной системы. В настоящей заметке мы хотим обратить внимание на то, что при переходе от трехмерных систем к двумерным наблюдение указанных колебаний значительно упрощается.

В металле, обладающем пайерлсовской неустойчивостью, зависимость потенциальной энергии  $V$  от относительного смещения двух подрешеток кристалла  $x$  имеет следующий вид [4]:

$$V(x) = -\alpha \frac{E_g^2}{U} \ln \frac{U}{E_g} + \beta x^2, \quad E_g \propto |x|, \quad \alpha, \beta > 0 \quad (1)$$



(см. рисунок, кривая 1). Первый член описывает уменьшение энергии электронного газа благодаря раскрытию на уровне Ферми диэлектрической щели  $E_g$ , второй — увеличение энергии за счет упругих деформаций;  $U$  — ширина разрешенной зоны металла. При облучении светом часть электронов перебрасывается через щель и выигрывает энергию, описываемый первым членом в (1), уменьшается; при плотности электронов над щелью  $n > n_c \sim n_0 E_g^0 / U$  зависимость  $V(x)$  имеет вид, показанный

кривой 2 на рисунке ( $n_0$  — полная плотность электронов,  $E_g^0$  — значение диэлектрической щели в точке  $x_0$ ). Таким образом, при облучении светом система из состояния пайерлсовского диэлектрика ( $x = x_0$ ,  $E_g = E_g^0$ ) может быть переведена в металлическое состояние ( $x = 0$ ,  $E_g = 0$ ) [1].

В условиях, когда скорость генерации электрон-дырочных пар  $\partial n / \partial t$  удовлетворяет условию

$$\tau_E \lesssim n_c (\partial n / \partial t)^{-1} \lesssim \tau_{\text{рек}}, \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Дальнейшее обсуждение этого вопроса см. в недавней работе Копаева, Меняйленко и Молоткова [3].

где  $\tau_B \sim \omega_D^{-1} (E_g^0 / \hbar \omega_D)$  — время энергетической релаксации электронов в металлической фазе ( $\omega_D$  — дебаевская частота), а  $\tau_{\text{рек}}$  — время рекомбинации электрон-дырочных пар в диэлектрической фазе, определяемое в основном оже-процессами, в системе возникают автоколебания [2]. Наиболее удобный для экспериментального изучения колебательный режим возникает, когда скорость генерации  $\partial n / \partial t$  лишь немного превышает пороговую для перехода диэлектрик — металл. По мере роста плотности  $n$  электронов над щелью система за время  $\sim \tau_{\text{рек}}$  переходит из точки  $A$  в точку  $B$  и начинает совершать колебания между  $B$  и  $B'$  с частотой  $\sim \omega_D$ . Эти колебания затухают с характерным временем фонон-фононной релаксации  $\tau_1 \sim \omega_D^{-1} (U_{\text{св}} / T)$  ( $U_{\text{св}}$  — энергия связи решетки). С другой стороны, из-за быстрой рекомбинации вблизи точки  $x=0$ , где она идет за счет однофононных процессов, плотность электронов  $n$  в зоне проводимости падает с характерным временем  $\tau_2 \sim \tau_B E_g^0 / \hbar \omega_D$ ; система переходит с кривой 2 на кривую 1 (см. рисунок) и за время  $\sim \tau_1$  возвращается в точку  $A$ , после чего весь цикл повторяется сначала. При более высоких скоростях генерации  $\partial n / \partial t$  возникают режимы, рассмотренные в [2]. Как указывалось в [2], описанное явление может наблюдаться в полупроводниках с малыми  $E_g^0$ , однако его реализация значительно упрощается при использовании поверхностных состояний полупроводника.

Как известно, в полупроводниках имеются локализованные вблизи поверхности таммовские состояния, спектр которых образует двумерную зону, частично заполненную электронами, освободившимися из-за обрыва вблизи поверхности ковалентных связей. В такой двумерной системе возможна пайерлсовская неустойчивость, которая приводит к увеличению кристаллического периода на поверхности по сравнению с объемом полупроводника, к так называемой реконструкции поверхности [5]. Следовательно, облучая поверхность светом, можно индуцировать на ней структурные переходы диэлектрик — металл или возбуждать поверхностные колебания атомов согласно описанному выше механизму. Для изменения реконструкции поверхности удобно использовать необратимые фазовые переходы, для которых металлическое состояние метастабильно (кривая 1' на рисунке), для возбуждения автоколебаний — обратимые переходы с абсолютной неустойчивостью металлической фазы (кривая 1).

Использование двумерных систем для наблюдения автоколебаний дает ряд преимуществ по сравнению с трехмерными системами.

1. На стадии колебаний  $B - B' - C - C' - A$  большая часть запасенной на стадии  $A - B$  энергии ( $\sim E_g^0 n_c \sim E_g^{02} n_0 / U$  на единицу объема) за время  $\sim \min(\tau_1, \tau_2) \ll 10^{-11}$  с превращается в тепло, которое выделяется практически локально, ибо за время, меньшее времени фонон-фононных столкновений, тепло не уходит из двумерного слоя. Соответствующий перегрев должен быть мал по сравнению с температурой плавления  $T_{\text{пл}}$ :

$$E_g^{02} / U \ll T_{\text{пл}}. \quad (3)$$

В трехмерном случае типичные значения  $E_g^0 \sim 1$  эВ,  $U \sim 10$  эВ и левая часть (3)  $\sim 1000$  К, что сравнимо с  $T_{\text{пл}}$ . Для двумерных таммовских зон характерные энергии на порядок меньше ( $U \sim 1$  эВ,  $E_g^0 \sim 0,1$  эВ) и левая часть (3)  $\sim 100$  К, что существенно меньше типичных температур плавления.

2. На стадии  $A - B$  тепловыделение незначительно и энергия, выделившаяся на стадии  $B - B' - C - C' - A$ , распространяется за цикл колебаний ( $\sim \tau_{\text{рек}}$ ) на диффузионную длину

$$L_D \sim (sl\tau_{\text{рек}})^{1/2} \sim (sa\tau_{\text{рек}}U_{\text{св}}/T)^{1/2} \sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ см}, \quad (4)$$

где  $l$  — длина пробега дебаевского фонона,  $a$  — межатомное расстояние,  $s$  — скорость звука,  $\tau_{\text{рек}} \sim 10^{-9} - 10^{-11}$  с. В двумерном случае энергия, выделившаяся в одном атомном слое, распространяется на  $10^2 - 10^3$  атомных слоев и средний перегрев за время  $\sim \tau_{\text{рек}}$  составляет  $\sim 1$  К. Для одномер-

ной диффузии температура поверхности растет со временем  $t$  пропорционально  $t^{1/2}$ , и до достижения температуры плавления можно наблюдать  $\sim 10^6$  циклов колебаний. При специальной организации теплоотвода колебания могут происходить и в стационарном режиме.

В трехмерном случае  $L_D$  мала по сравнению с длиной затухания световой волны  $\alpha^{-1} \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  см и теплоотвод неэффективен, поэтому максимально наблюдаемое число периодов колебаний  $\sim UT_{пл}/E_g^0$ , что вряд ли может быть сделано больше  $10^2$ .

3. Возникновение пайерлсовской неустойчивости облегчается с понижением размерности пространства, поэтому в двумерном случае легче подобрать материал с абсолютной неустойчивостью металлической фазы (кривая  $I$  на рисунке) — довольно часто она оказывается метастабильной (кривая  $I'$ ). В пользу этого свидетельствует обилие обратимых структурных переходов на поверхности полупроводников и металлов (например, переход из структуры  $7 \times 7$  в структуру  $1 \times 1$  на грани (111) кремния).

Коэффициент поглощения света  $\gamma$  двумерным слоем электронов вычисляется аналогично трехмерному случаю [6]:

$$\gamma = \frac{8\pi^2}{q} \frac{e^2}{m^2 c^2} \sum_{\mathbf{k}} (\hat{\mathbf{a}} \mathbf{p}_{\mathbf{k}}^{vc})^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}^c} - \varepsilon_{\mathbf{k}^v} - \hbar\omega),$$

где  $q$  и  $\hat{\mathbf{a}}$  — волновой вектор и вектор поляризации световой волны,  $\varepsilon_{\mathbf{k}^v}$  и  $\varepsilon_{\mathbf{k}^c}$  — законы дисперсии валентной зоны и зоны проводимости,  $\mathbf{p}_{\mathbf{k}}^{vc}$  — матричный элемент оператора импульса между состояниями с квазиимпульсом  $\mathbf{k}$  валентной зоны и зоны проводимости. Вблизи края поглощения  $\gamma \sim \alpha\theta(\hbar\omega - E_g^0)$  ( $\alpha$  — постоянная тонкой структуры), т. е. в двумерном слое поглощается  $\sim 1\%$  энергии световой волны. Остальная энергия беспрепятственно проходит через толщину кристалла, так как частоты излучения, соответствующие переходам между таммовскими состояниями ( $\hbar\omega$  должно быть в несколько раз больше щели  $E_g^0 \sim 0,1$  эВ в двумерном спектре), попадают в область прозрачности объемного материала. Для возбуждения колебаний необходимы потоки энергии излучения:

$$J \sim \frac{\hbar\omega}{\gamma} \frac{n_c}{\tau_{рек}} \sim 10^5 - 10^8 \text{ Вт/см}^2.$$

Регистрацию колебаний можно производить по осцилляциям коэффициента отражения, который на стадии  $B - B'$ , когда колебания происходят вблизи металлического состояния, должен увеличиваться на десятки процентов.

Для наблюдения обсуждаемого эффекта следует выбирать материалы с возможно меньшими временами оже-рекомбинации. Наиболее подходящими в этом смысле являются полупроводники, особенности энергетического спектра которых не допускают обычного трехчастичного оже-процесса: для этого максимальная скорость в зоне  $v_{max}$  должна быть достаточно мала по сравнению с  $(E_g^0/m^*)^{1/2}$ , где  $m^*$  — характерная эффективная масса. В этом случае оже-рекомбинация идет с участием фонона и для времени справедлива оценка

$$1/\tau_{рек} \sim \omega_D (n/n^*)^2, \quad n^* \sim 1/r_B^2$$

( $r_B$  — боровский радиус,  $n$  и  $n^*$  — двумерные плотности). Для  $n/n^* \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  получим  $\tau_{рек} \sim 10^{-9} - 10^{-11}$  с, что и предполагалось выше.

В [2] на основе обсуждаемых выше когерентных колебаний решетки предлагался нетепловой механизм лазерного отжига. Из настоящей работы следует, что этот механизм может реализоваться не только для излучения с энергией кванта  $\hbar\omega \sim 1$  эВ, но и для более низкочастотного излучения с  $\hbar\omega \sim 0,1$  эВ.

Авторы признательны А. Ф. Андрееву и Ю. В. Конаеву за обсуждение.

#### Литература

1. Конаев В. В., Конаев Ю. В., Молотков С. Н. Микроэлектроника, 1983, 12, 499.
2. Суслов И. М. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 547.
3. Конаев Ю. В., Меньяйленко В. В., Молотков С. Н. ЖЭТФ, 1985, 89, 1883.
4. Булаевский Л. Н. УФН, 1975, 115, 263.
5. Appelbaum G. A., Hottel D. R. Rev. Mod. Phys., 1976, 43, 3.
6. Зеегер К. Физика полупроводников, М.: Мир, 1977, Гл. II, § 2, 9.

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

Поступила в редакцию  
10.II.1986

### OSCILLATORY EFFECTS IN PHOTOSTIMULATED SURFACE RECONSTRUCTIONS

*V. P. Stopachinsky, I. M. Suslov*

By irradiating the surface of a semiconductor with light one may induce structural transitions in it, e. g. alter its reconstruction. Under certain conditions oscillations may be induced which consist in an alternate transition from one phase to another. An experimental procedure for observing such oscillations is proposed.

OST