

зает с уменьшением a , поскольку возрастает эффективность теплоотвода. Поверхностный же разогрев от a вообще не зависит. В длинных образцах с увеличением a возрастает средний разогрев, определяющий β_2 , в то время как перепад температур на стенках, определяющийся приконтактными слоями толщиной $\sim k^{-1}$, перестает зависеть от a . Отметим, что температурные поля электронов и фононов при преобладании объемных механизмов разогрева не зависят от того, как осуществляется теплоотвод — через плоскости контактов или через боковые грани.

В заключение укажем, что при $\theta^+ \neq \theta^-$ [см. (2)] возможно изменение знака β_1 по мере удлинения образца.

Список литературы

- [1] Бочков В. С., Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 396—401.
 [2] Гредескул Т. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 568—570.
 [3] Ваксер А. И., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 82—86.
 [4] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.

Харьковский
 государственный университет им. А. М. Горького

Получено 6.05.1989
 Принято к печати 19.05.1989

ФТД, том 23, вып. 10, 1989

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Захарова А. А., Рыжий В. И.

При воздействии на поверхность полупроводников пикосекундных или наносекундных (при низких температурах) импульсов лазерного излучения наблюдаются неравновесные фазовые переходы из полупроводникового состояния в металлическое [1]. При поглощении света с энергией кванта $\hbar\omega > E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) электроны переходят из связывающих состояний в валентной зоне в антисвязывающие состояния в зоне проводимости, величина E_g и частоты фононов уменьшаются, и при концентрации квазичастиц n_s полупроводниковое состояние оказывается неустойчивым. С переходом в неравновесное металлическое состояние связывают детепловой механизм лазерного отжига [2]. В настоящем сообщении описан новый механизм неустойчивости к образованию сверхрешетки в поверхностном слое полупроводника при концентрациях возмущений $n_s < n_s$, обусловленной возникновением квазизлектрических полей, действующих на электроны и дырки при неоднородном изменении E_g .

Будем считать, что частоты парных столкновений электронов и дырок достаточно велики, так что их функции распределения имеют фермиевский вид, причем температуры электронов и дырок равны. Среднюю по толщине поверхностного слоя скорость генерации электронно-дырочных пар g будем считать постоянной, а время релаксации энергии электронно-дырочной плазмы (ЭДП) — достаточно малым. Тогда ЭДП поверхностного слоя полупроводника описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= g - R + \operatorname{div} \left(D_n \operatorname{grad} n + \frac{\mu_n n}{e} \operatorname{grad} E_C \right), \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= g - R + \operatorname{div} \left(D_p \operatorname{grad} p - \frac{\mu_p p}{e} \operatorname{grad} E_V \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n, p — средние по толщине поверхностного слоя концентрации электронов и дырок соответственно, $D_{n, p}, \mu_{n, p}$ — коэффициенты диффузии и подвижности квазичастиц, e — абсолютная величина заряда электрона, R — средняя по толщине скорость рекомбинации, E_C, E_V — энергии электрона вблизи дна зоны проводимости и дырки вблизи потолка валентной зоны соответственно (также некоторые средние по толщине). При этом $n \approx p$,

$$\begin{aligned} \text{grad } E_C &= eE + \gamma_n \text{grad } E_g, \\ \text{grad } E_V &= eE - \gamma_p \text{grad } E_g, \\ \text{div } (\mathbf{x}E) &= 4\pi e(p - n), \quad E_g = E_C - E_V, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{x} — диэлектрическая проницаемость, $\gamma_n + \gamma_p = 1$, $\gamma_n/e \text{ grad } E_g, -\gamma_p/e \text{ grad } E_g$ — квазиэлектрические поля, действующие на электроны и дырки соответственно. При концентрациях возбуждений $n \leq n_C$ величина E_g существенно зависит от n , так что

$$\text{grad } E_g = \frac{\partial E_g}{\partial n} \text{grad } n. \quad (3)$$

Линеаризуя (1) вблизи однородного стационарного состояния с концентрацией возбуждений n и используя (2), (3), имеем инкремент нарастания флуктуаций $\delta n \approx \delta p$ с волновым вектором \mathbf{q} , направленным вдоль поверхности:

$$\lambda = -\tau^{-1} - q^2 D - q^2 \frac{n (\partial E_g / \partial n)}{e \left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p} \right)}. \quad (4)$$

Здесь $\tau = (\partial R / \partial n)^{-1}$ — время рекомбинации, D — коэффициент амбиполярной диффузии. Поскольку $\partial E_g / \partial n < 0$, коротковолновые флуктуации нарастают, если

$$\frac{\mu_n \mu_p}{e (\mu_n + \mu_p)} n \left| \frac{\partial E_g}{\partial n} \right| > D.$$

Для сильно вырожденной ЭДП с параболическими законами дисперсии электронов и дырок имеем

$$D \approx \frac{2}{3} \left(\frac{3\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{T}{e} \left\{ \left(\frac{n}{N_C} \right)^{2/3} + \left(\frac{n}{N_V} \right)^{2/3} \right\},$$

где T — температура, N_C, N_V — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Тогда условие нарастания коротковолновых флуктуаций концентрации ЭДП имеет следующий вид:

$$\frac{3}{2} \left(\frac{4}{3\pi} \right)^{3/2} \frac{|\partial E_g / \partial n| n^{1/3}}{N_C^{-2/3} + N_V^{-2/3}} > T. \quad (5)$$

Поскольку при $n = n_C$ величина $|\partial E_g / \partial n|$ обращается в бесконечность, неравенство (5) всегда выполняется в некоторой области значений $n \leq n_C$. В этом случае пространственно-неоднородные флуктуации концентрации аperiodически нарастают с инкрементом, пропорциональным q^2 . Рассматриваемая неустойчивость обусловлена возникновением квазиэлектрических полей

$$\frac{\gamma_n}{e} \frac{\partial E_g}{\partial n} \text{grad } n, \quad -\frac{\gamma_p}{e} \frac{\partial E_g}{\partial n} \text{grad } n,$$

действующих на электроны и дырки соответственно. Под действием этих квазиэлектрических полей квазичастицы перемещаются в области с наименьшей шириной запрещенной зоны, т. е. в области максимумов концентрации ЭДП. Если этот процесс преобладает над диффузией электронов и дырок, последнее приводит к увеличению концентрации квазичастиц в этих областях и дальнейшему сужению E_g . Соответственно пространственное перемещение квазичастиц

из областей максимумов E_g приводит к увеличению щели. Поскольку механизм неустойчивости не связан с дифракционными эффектами [2], период образующей структуры не зависит от длины волны падающего на поверхность полупроводника излучения.

Полагая для Si $n_c \approx 10^{21}$ см⁻³, $|\partial E_g / \partial n| \approx 10^{-33} (1 - n/n_c)^{-1/2}$ Эрг·см³, находим, что коротковолновые флуктуации концентрации нарастают, если $n \geq n_c/3$.

Список литературы

- [1] Громов Г. Г., Капаев В. В., Капаев Ю. В., Руденко К. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 12. С. 101—113.
 [2] Капаев В. В., Капаев Ю. В., Молотков С. Н. // Микроэлектроника. 1983. Т. 12. В. 6. С. 499—511.

Физико-технологический институт АН СССР
 Москва

Получено 11.05.1989
 Принято к печати 22.05.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

ПЛАЗМОН-ФОНОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ *n*-ТИПА

Богданова В. А., Люзе Л. Л., Семиколенова Н. А.

В соединениях типа A^{III}B^V наиболее обстоятельные исследования плазмон-ЛО-фононного резонанса проведены по спектральной зависимости коэффициента отражения в области полосы остаточных лучей. Параметры плазмон-фононного взаимодействия определяются сопоставлением экспериментальных зависимостей $R(\omega)$ с теоретическими, рассчитанными из закона дисперсии диэлектрической проницаемости в длинноволновом пределе и аналитической зависимости $R(\omega)$ при угле падения, близком к нормальному. При этом либо предполагается, что параметры каждого осциллятора не зависят от параметров

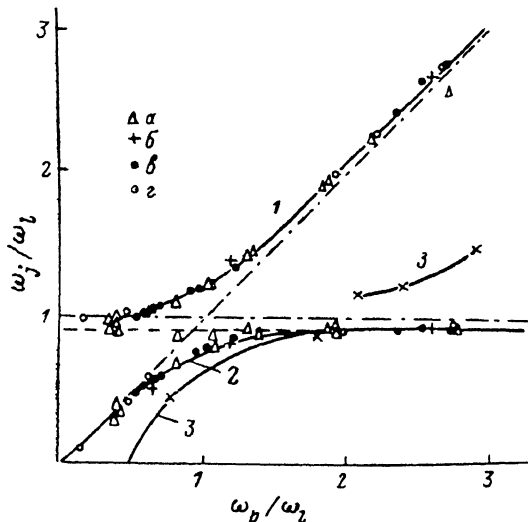


Рис. 1. Спектры действительных частот плазмон-фононных колебаний в кристаллах GaAs.

1 — ω_+ , 2 — ω_- , 3 — модельная система; α — настоящая работа, β — [4], ϵ — [2], ζ — [1].

других осцилляторов и вклад их в диэлектрическую проницаемость аддитивен [1], либо дисперсионный анализ многомодовой системы проводится с учетом взаимозависимости процессов затухания плазмонов и фононов. В этом случае их вклад в диэлектрическую функцию перестает носить аддитивный характер и поведение диэлектрических свойств описывается более общей факторизованной функцией [2]. В обоих случаях частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости описывается громоздкими соотношениями и для определения параметров многомодовой системы требует сложной математической проработки.