

На рис. 3 представлена эволюция спектра движений системы при увеличении амплитуды внешнего воздействия вблизи основной частоты f_0 . Здесь слева показаны области качественно различного поведения (хаос или порядок) в зависимости от амплитуды внешнего воздействия. Области синхронных режимов отмечены штриховкой, и для каждой из них приведены значения N , соответствующие количеству колебаний основной частоты f_0 в цуге для данной области. На рис. 3 справа приведены спектры $S(f/f_0)$ движений неавтономного автогенератора хаотических колебаний для ряда значений амплитуд внешнего воздействия. Следует отметить, что области синхронизации, принадлежащие одной ступени каскада синхронизации (см. рис. 2), характеризуются одним и тем же числом N .

Примечательным является факт полной аналогии эволюций спектра движений системы при увеличении амплитуды внешнего воздействия на основной частоте f_0 и при увеличении инкремента в автономной системе. Кроме этого, колебания с заданным числом колебаний основной частоты в цуге можно стимулировать внешним воздействием на частотах, характерных для каждой ступени каскада областей синхронизации.

Эти результаты можно интерпретировать как изменение эквивалентного инкремента нарастания колебаний при внешнем периодическом воздействии, что приводит к изменению характерных частот системы. Такая интерпретация подтверждается следующим экспериментальным фактом. Автогенератор, находящийся в режиме генерации периодической последовательности цугов, переводится в соседний режим хаоса как увеличением инкремента (например, уменьшением величины сопротивления R в цепи истока ПТ), так и подачей внешнего периодического воздействия на частоте f_0 . Во втором случае такой переход происходит при конечном значении амплитуды внешнего воздействия, зависящего от величины инкремента автономной системы.

Таким образом, экспериментально показано существенное изменение характера спектров и областей возможных синхронных режимов автогенератора хаотических колебаний при внешнем периодическом воздействии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дудник Е. Н. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 4, с. 84. [2] Кузнецов Ю. И. и др. ДАН СССР, 1984, 275, с. 1388. [3] Кузнецов Ю. И. и др. Препринт физ. фак. МГУ, 1984, № 9/1984. [4] Княшко С. В., Пиковский А. С., Рабинович М. И. Радиотехн. и электроника, 1980, 25, с. 336.

Поступила в редакцию
25.03.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.315.592

ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В ФОТОВОЗБУЖДЕННОМ ВЫРОЖДЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Л. В. Васильева, Т. М. Ильинова, Г. А. Чердынцева

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Фотовозбуждение полупроводника мощным лазерным импульсом приводит к возникновению высоких концентраций неравновесных носителей и насыщению поглощения [1, 2]. При достаточно больших концентрациях свободных носителей частота ν_e межэлектронных соударений удовлетворяет условию $\nu_e \gg \nu_a, \nu_0, \lambda$, где ν_a, ν_0 — характерные частоты рассеяния электронов на акустических и оптических фоновых частотах, $\lambda = \mu E / \hbar$ — частота межзонных переходов под действием поля E , μ — дипольный момент. Для GaAs $\nu_e \approx 10^3 / n_e$ (с⁻¹), $\nu_a \leq 10^9$ с⁻¹, $\nu_0 \sim 10^{13}$ с⁻¹.

Как показано в работе [3], спустя время $t^* \sim \frac{1}{\lambda} \sqrt{\epsilon_0 / \nu_e}$ от начала действия лазерного импульса в зоне проводимости устанавли-

вается больцмановское распределение электронов по энергиям с электронной температурой $\Theta_e = (2/3) \varepsilon_0$ (ε_0 — энергия фотовозбуждения электронов). За время $t_{eh} \sim \sqrt{m_h/m_e} t^*$, где m_e , m_h — эффективные массы электронов и дырок, температуры свободных носителей выравниваются и в полупроводнике устанавливается больцмановское распределение электронов и дырок с единой температурой. При временах $t_F \sim (1 + m_e/m_h) \varepsilon_0/\lambda^2$ распределение свободных носителей по энергиям становится фермиевским:

$$f_{e,h}(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_{e,h}}{\Theta_e}\right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где μ_e и μ_h — химические потенциалы для электронов и дырок, Θ_e — эффективная температура электронного газа.

Если энергия фотовозбужденных электронов $\varepsilon_0 = 0,02$ эВ, то для накачки с плотностью потока мощности $I \sim 10^8$ Вт/см² частота вынужденных межзонных переходов $\lambda \sim 6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹, а характерные времена

$$t^* \sim 4 \cdot 10^{-12} \text{ с} \ll t_{eh} = \sqrt{m_h/m_e} t^* \ll t_F \sim 4 \cdot 10^{-10} \text{ с},$$

если $\mu \sim 10^{-18}$ ед. СГСЭ. Для достижения состояния насыщения необходимо, чтобы длительность лазерного импульса удовлетворяла условию $\tau_n > t_F$. В нашем случае этому неравенству удовлетворяют импульсы с $I \sim 10^8$ Вт/см² и $\tau_n > 4 \cdot 10^{-10}$ с.

2. В настоящей работе найдены аналитические выражения для концентрации, средней энергии и положения квазиуровней Ферми свободных носителей в режиме насыщения фотовозбужденного полупроводника импульсом света с длительностью $\tau_n > t_F$. Рассмотрены предельные случаи тяжелых и легких дырок.

В работах [4, 5] получены уравнения баланса для изменения во времени концентрации n_e и средней энергии $\langle n\varepsilon \rangle$ свободных носителей:

$$\frac{dn_e}{dt} = J(1 - f_e(p_0) - f_h(p_0)) - R, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \langle n\varepsilon \rangle = 2\varepsilon_0 J(1 - f_e(p_0) - f_h(p_0)) - P. \quad (3)$$

Здесь концентрация горячих электронов

$$n_e(t) = \int_0^{\infty} f_e(\varepsilon, t) g_c \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = g_c \Theta_e^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{\mu_e}{\Theta_e} \right) \quad (4)$$

и энергия свободных носителей

$$\langle n\varepsilon(t) \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon [g_c f_e(\varepsilon, t) + g_v f_h(\varepsilon, t)] \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = \Theta_e^{5/2} \left[g_c F_{3/2} \left(\frac{\mu_e}{\Theta_e} \right) + g_v F_{3/2} \left(\frac{\mu_h}{\Theta_h} \right) \right] \quad (5)$$

с учетом (1) выражаются через интегралы Ферми

$$F_n(z) = \int_0^{\infty} \frac{x^n}{1 + \exp(x - z)} dx, \quad (6)$$

R — число рекомбинирующих в единицу времени электронов, P —

энергия, передаваемая в единицу времени решетке, $J = \frac{2m^{3/2}e_0^{1/2}}{\pi} \frac{\lambda^2}{\hbar^2}$,
 $m = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — приведенная масса, $g_c = (2m_e)^{3/2} (2\pi^2 \hbar^3)^{-1}$, $g_v =$
 $= g_c (m_h/m_e)^{3/2}$.

Система (2) — (3) написана в предположении больших значений параметра $A = \varepsilon_0 T_2 / \hbar \gg 1$, где T_2 — время поперечной релаксации.

Уравнения (2) — (5), дополненные условием электронейтральности

$$n_e(\mu_e, \Theta_e) = n_h(\mu_h, \Theta_e), \quad (7)$$

составляют с учетом (1) полную систему для определения $n_e(t)$, $\langle n\varepsilon(t) \rangle$, $\Theta_e(t)$, $\mu_e(t)$, $\mu_h(t)$ в приближении заданного поля накачки.

Для импульса длительностью

$$n_e/R, \langle n\varepsilon \rangle/P > \tau_n > t_F \quad (8)$$

можно пренебречь электрон-фононной релаксацией и рекомбинацией, и система уравнений (2) — (3) имеет первый интеграл вида

$$\langle n\varepsilon \rangle - 2\varepsilon_0 n_e = C, \quad (9)$$

где постоянная C определяется начальными условиями:

$$C = \frac{\langle n\varepsilon(t=0) \rangle - 2\varepsilon_0 n_e(t=0)}{4\pi (2m_e/\hbar^2)^{3/2} e_0^{5/2}}.$$

При выполнении неравенства (8) в фотовозбужденном полупроводнике наступает фермиевское вырождение (1) и явление насыщения, когда $f_e(p_0) + f_h(p_0) = 1$. Связь между температурой и химическими потенциалами в состоянии насыщения дается системой уравнений [3]

$$k^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{\mu_e^H}{\Theta_e^H} \right) = F_{1/2} \left(\frac{\mu_h^H}{\Theta_e^H} \right),$$

$$(\Theta_e^H)^{5/2} \left[F_{3/2} \left(\frac{\mu_e^H}{\Theta_e^H} \right) g_c + k^{-3/2} F_{3/2} \left(\frac{\mu_h^H}{\Theta_e^H} \right) g_v \right] - 2\varepsilon_0 g_c F_{1/2} \left(\frac{\mu_e^H}{\Theta_e^H} \right) = C, \quad (10)$$

$$\mu_e^H + \mu_h^H = 2\varepsilon_0,$$

где $k = m_e/m_h$.

Если полупроводник вырожден, то, используя разложение Зоммерфельда [6] для интегралов Ферми

$$I = \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) \frac{1}{1 + \exp \frac{\varepsilon - \mu}{\Theta_e}} \approx \int_0^\mu d\varepsilon g(\varepsilon) + \frac{\pi^2}{6} (\Theta_e)^2 g'(\mu) + \frac{7\pi^4}{360} \Theta_e^4 g'''(\mu) + \dots, \quad (11)$$

можно найти аналитическое решение системы (10) и определить значение концентрации электронов, температуру и положение квазиуровней Ферми в состоянии насыщения для двух частных случаев: $k \ll 0,1$ и $0,8 \ll k \ll 1$.

3. Если эффективные массы электронов и дырок примерно одинаковы: $0,8 \ll k \ll 1$, то в достаточно сильном поле вырождение наступает как для электронов, так и для дырок. Положение квазиуровней Ферми в этом случае определяется формулами

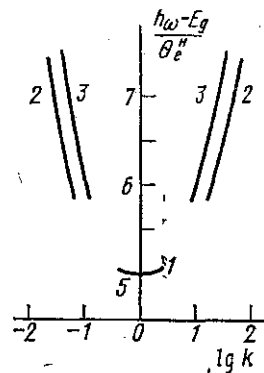
$$\mu_e^H = 2\varepsilon_0 / (1 + k), \quad (12)$$

$$\mu_h^H = 2\varepsilon_0 k / (1 + k), \quad (13)$$

где $\epsilon_0 = (\hbar\omega - E_g)/(1+k)$ — энергия фотовозбужденного электрона. Зависимость температуры насыщения от отношения масс и начальных условий имеет вид

$$\frac{\Theta_e^H}{\epsilon_0} = \frac{1}{\pi} \left[\left(\frac{1+k}{2} \right)^{-1/2} \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{3} \right)^{-1} \left(C + \frac{16}{15} \left(\frac{1+k}{2} \right)^{-3/2} \right) \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Нетрудно видеть, что положение квазиуровней Ферми μ_e^H , μ_h^H и электронной температуры линейно зависит от частоты ω возбуждающего импульса света. В работе [3] приведены интегральные кривые зависимости положения квазиуровня Ферми μ_e^H от температуры Θ_e^H для случая равных масс, полученные в результате численного решения системы (10). Расчет температуры насыщения по формуле (14) для $k=1$ совпадает с результатами этого численного счета. На рисунке кривая 1 описывает зависимость (14) для случая легких дырок ($0,8 \leq k \leq 1$) и нулевых начальных условий ($C=0$).



Зависимость величины $(\hbar\omega - E_g)/\Theta_e^H$ от отношения $k = m_e/m_h$ эффективных масс электронов и дырок в режиме насыщения. Кривые 1 и 2 рассчитаны по формулам (14) и (15), кривая 3 из работы [4]

В случае тяжелых дырок ($k \leq 0,1$) для импульсов с плотностью потока мощности $I \sim 10^8$ Вт/см² и длительностью $\tau_n \geq 4 \cdot 10^{-10}$ с вырождение наблюдается только в зоне проводимости, а распределение дырок по энергиям можно считать больцмановским. Тогда, как следует из (10), электронная температура и положение квазиуровней Ферми в режиме насыщения описываются выражениями

$$\frac{\Theta_e^H}{\epsilon_0} = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{2}{5} z_e \right)^{-1}, \quad (15)$$

$$z_e = \frac{\mu_e^H}{\Theta_e^H} = \frac{1}{2k} \left[- \left(1 + \frac{15k}{4} (\alpha + 2) \right) + \sqrt{\left(1 + \frac{15k}{4} (\alpha + 2) \right)^2 - 15k (\alpha - 2)} \right], \quad (16)$$

где $\alpha = \frac{2}{3} \ln \frac{4}{3\sqrt{\pi}} - 1$.

Формулы (15), (16) написаны для случая достаточно низких начальных температур, когда можно положить $C=0$. Кривая 2 на рисунке рассчитана по формуле (15) для тяжелых дырок ($k \leq 0,1$). На этом же рисунке для сравнения приведена кривая 3, построенная по результатам численного счета [4].

И для легких и для тяжелых дырок концентрацию электронов в режиме насыщения можно определить, зная положение квазиуровней Ферми и температуру насыщения:

$$n_e^H = g_c \epsilon_0^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\Theta_e^H}{\mu_e^H} \right)^2 \right], \quad (17)$$

где отношение Θ_e^H/μ_e^H для легких дырок определяется формулами

(12), (14), а для тяжелых дырок — формулой (16); $g_c = (2m_e)^{3/2} / (2\pi^2 \hbar^3)$. Следует отметить, что концентрация электронов в режиме насыщения слабо зависит от отношения k эффективных масс электронов и дырок.

Полученные в работе выражения (12)–(17) позволяют рассчитать положение квазиуровней Ферми, электронные температуру и концентрацию в режиме насыщения вырожденного фотовозбужденного полупроводника. Аналитический расчет проведен для случаев легких и тяжелых дырок. Квазиуровни Ферми и электронная температура прямо пропорциональны энергии фотовозбуждения ϵ_0 , а электронная концентрация растет, как $\epsilon_0^{3/2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Shah J., Leheny R. F., Lin C. Solid State Comm., 1976, 18, p. 1035.
[2] Leheny R. F., Shah J. Solid State Electron., 1978, 21, p. 167. [3] Глазман Л. И. ФТП, 1983, 17, с. 790. [4] Глазман Л. И. ЖЭТФ, 1981, 80, с. 349.
[5] Дубенская М. Г., Ильинова Т. М., Фортыхин А. А. В кн.: Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике, Ереван, 1982, с. 320.
[6] Sommerfeld A. Z. Phys., 1928, 47, p. 542.

Поступила в редакцию
17.09.84

После переработки
04.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

УДК 535.37:541.1

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В СИСТЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИК—МОЛЕКУЛЯРНО-НАСЛОЕННЫЙ ДИЭЛЕКТРИК НА СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АДСОРБИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ

В. А. Беспалов, В. Е. Дрозд, Л. В. Левшин, Г. С. Плотников,
А. М. Салецкий, В. И. Южакон

(кафедра общей физики для химического факультета)

В работе [1] мы обнаружили, что захват электронов на дефекты окисной пленки, покрывающей полупроводник (Ge, Si), приводит к длинноволновому сдвигу ($\Delta\lambda_m$) максимума спектра флуоресценции λ_m адсорбированных на поверхности таких структур молекул красителя. Представляет интерес количественно исследовать этот эффект, т. е. влияние величины заряда Q и его знака, а также влияние природы материала, в котором расположены дефекты, на величину $\Delta\lambda_m$ и некоторые другие характеристики спектра флуоресценции — полуширину линии $\lambda_{1/2}$ и коэффициент неоднородного уширения $K_{ny} = \Delta\lambda_m / \Delta\lambda_b$, где $\Delta\lambda_b$ — смещение максимума возбуждения в пределах полосы поглощения красителя, $\Delta\lambda_m$ — соответствующее смещение максимума спектра флуоресценции [2].

В качестве объектов для таких исследований были выбраны монокристаллы германия n -типа ($\rho \sim 30$ Ом/см). Изучались образцы Ge с реальной поверхностью Ge_p (толщина окисной фазы $d=3$ нм), термически окисленные образцы Ge—GeO₂ (толщина пленки GeO₂ $d=5$ нм) и образцы с нанесенными на их поверхность методом молекулярного наплавления [3] оксидами переходных металлов (МО) Ge—МО: ZrO₂, NiO₂, TiO₂, Nb₂O₅, V₂O₅, Cr₂O₃. Толщина пленки МО во всех случаях была примерно одинаковой ($d=4$ нм). Такие структуры широко используются в микро- и оптоэлектронике. Часть