

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

С.Е. Кумеков, А.Т. Мустафин*

Казахский национальный технический университет им. К.И. Сатпаева, г.Алматы

**Мэрилендский университет, США*

В работе показано, что модуляция интенсивности суперлюминесцентного излучения с характерным временем порядка 1 пс может возникать в полупроводнике благодаря релаксационным колебаниям энергии излучения, обусловленным локальными в энергетическом пространстве возмущениями квазифермиевского распределения неравновесных электронов.

В работе [1] экспериментально исследовалось пикосекундное стимулированное излучение из торца тонкого слоя GaAs при межзонной накачке мощным пикосекундным импульсом света длительностью 10 пс. Была обнаружена модуляция зависимостей энергии стимулированного излучения от энергии фотона, пикосекундной задержки между двумя импульсами накачки, расстояния между активной областью и торцом образца. Было сделано предположение, что обнаруженная модуляция могла бы возникать в результате модуляции интенсивности излучения во времени с периодом ~ 4 пс.

В настоящей работе показано, что модуляция интенсивности суперлюминесцентного излучения с характерным временем ~ 1 пс может возникать в полупроводнике благодаря релаксационным колебаниям энергии излучения, обусловленным локальными в энергетическом пространстве возмущениями квазифермиевского распределения неравновесных электронов.

При межзонном поглощении мощных коротких импульсов света в прямозонном полупроводнике генерируется большая концентрация электронно-дырочных пар. Межэлектронные столкновения устанавливают за очень короткие времена ($\sim 10^{-14}$ с) квазифермиевское распределение неравновесных электронов и дырок. Дальнейшее поведение электронно-дырочной плазмы в течение импульса света определяется кинетикой ее охлаждения и рекомбинацией электронов и дырок. Если в электронно-дырочной плазме поддерживаются условия инверсии заселенностей, то возможно усиление спонтанного излучения в форме суперлюминесценции [2].

В работах [3-6] было высказано предположение о том, что возникновение пикосекундного стимулированного излучения и его модуляция [1] определяются отклонением распределения носителей от квазифермиевского. Согласно [3], возмущение квазифермиевского распределения неравновесных электронов происходит при определенных энергиях электронов ε и $\varepsilon + \hbar\omega_0$ (где $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона). Возмущение квазифермиевского распределения неравновесных электронов при энергии ε вблизи дна зоны проводимости происходит благодаря излучательным переходам электронов с энергией ε в валентную зону и за счет испускания оптического фонона электроном с энергией $\varepsilon + \hbar\omega_0$. Возмущение распределения электронов при энергии $\varepsilon + \hbar\omega_0$ происходит за счет испускания оптического фонона электроном с энергией $\varepsilon + \hbar\omega_0$ и поглощения оптического фонона электроном с энергией ε . Распределение неравновесных дырок остается при этом почти фермиевским из-за большой разницы плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне и необходимости выполнения законов сохранения импульса и энергии при взаимодействии их с оптическими фононами.

Динамика концентрации электронов N определяется процессами а) накачки, б) стимулированного излучения фотонов, в) спонтанной рекомбинации и г) «залечивания» возмущения квазифермиевского распределения.

Под действием фотонакачки в единице объема активной области за единицу времени рождается P носителей заряда, и это количество можно считать примерно постоянным на протяжении длительности внешнего импульса.

За счет стимулированных излучательных переходов концентрация электронов стремится релаксировать к пороговому значению N_{th} , соответствующему просветлению, с удельной скоростью gS , где g – дифференциальный коэффициент усиления, а S – плотность фотонов в среде.

Электроны также расходятся на спонтанное излучение вследствие рекомбинации с дырками с характерным временем τ_{sp} .

При отклонении концентрации электронов от значения N_0 , соответствующего квазифермиевскому распределению, благодаря межэлектронным столкновениям имеет место залечивание возмущения распределения с постоянной времени τ_h [7].

Динамика концентрации фотонов определяется скоростью их генерации за счет стимулированного излучения и убылью с характерным временем τ_s вследствие процессов распространения света в среде и внутризонного поглощения.

Принимая во внимание все эти механизмы, можно записать следующие скоростные (балансовые) уравнения для плотности фотонов S и электронно-дырочных пар N (см., например, [8]):

$$\begin{cases} \frac{dS}{dt} = g(N - N_{th})S - \frac{S}{\tau_s}, \\ \frac{dN}{dt} = P - g(N - N_{th})S - \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{N - N_0}{\tau_h}. \end{cases} \quad (1)$$

Система уравнений (1) имеет два стационарных решения:

$$\bar{S}_1 = 0, \quad \bar{N}_1 = N_0 + P\tau_h; \quad (2)$$

$$\bar{S}_2 = \frac{\tau_s}{\tau_h} \left(N_0 - N_{th} + P\tau_h - \frac{1}{g\tau_s} \right), \quad \bar{N}_2 = N_{th} + \frac{1}{g\tau_s}. \quad (3)$$

Здесь учтено, что $\tau_h \ll \tau_{sp}$. Анализ показывает, что решение (2) неустойчивое, а (3) – устойчивое.

Линеаризованная в окрестности равновесия (3) версия системы (1) может иметь нетривиальные нестационарные решения только в случае ненулевых собственных значений λ матрицы Якоби. Эти собственные значения (комплексные частоты) имеют вид:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\beta g}{2} (N_0 - N_{th} + P\tau_h) \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(1-\delta)}{\beta}} \right], \quad (4)$$

где

$$\beta = \tau_s / \tau_h, \quad \delta = 1 / (N_0 - N_{th} + P\tau_h) g\tau_s. \quad (5)$$

Из (4) следует, что временная зависимость $S(t)$ и $N(t)$ будет иметь характер затухающих колебаний при условии

$$\frac{4(1-\delta)\delta}{\beta} > 1.$$

Добротность таких колебаний равна

$$Q = \frac{|\operatorname{Im} \lambda|}{2|\operatorname{Re} \lambda|} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4(1-\delta)\delta}{\beta} - 1}. \quad (6)$$

Легко показать, что максимальная величина добротности

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1-\beta}{\beta}} \quad (7)$$

достигается при $\delta = 1/2$, что соответствует значению накачки

$$P_{\text{opt}} = \frac{1}{\tau_h} \left(\frac{2}{g\tau_s} + N_{\text{th}} - N_0 \right). \quad (8)$$

Оптимальное значение накачки, при котором релаксационные колебания имеют максимальную добротность, определяется параметрами электронно-дырочной плазмы. Оценка P_{opt} при параметрах плазмы, соответствующих условиям эксперимента [1], дает величину порядка 10^8 Вт/см², что приблизительно соответствует данным эксперимента. Из формулы (6) следует также, что добротность не равна нулю в интервале значений накачки и параметров плазмы, определяемом неравенствами:

$$\delta_2 < \delta < \delta_1, \quad (9)$$

где $\delta_{1,2} = \frac{1}{2} (1 \pm \sqrt{1-\beta})$.

Таким образом, показано, что релаксационные колебания возникают в определенном интервале интенсивностей накачки, определяемом условием (9). Максимальная добротность колебаний определяется оптимальным значением интенсивности накачки согласно выражению (8).

Литература

1. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Кривонос А.Н., Кумеков С.Е., Налет Т.А., Стеганцов С.В. Модуляция характеристик интенсивного пикосекундного стимулированного излучения из GaAs, ФТП, 39, (2005) с. 681-688.
2. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках (М., Мир, 1973) гл. 9.
3. Алтыбаев Г.С., Бронева И.Л., Кумеков С.Е. Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света. ФТП, 38, (2004), с. 674-677.
4. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Кривонос А.Н., Стеганцов С.В. Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света, возникающая при сверхкоротких оптической накачке и суперлюминесценции в GaAs. ФТП, 40, (2006) с. 806-814.

5. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Кривонос А.Н., Налет Т.А. Цикличность сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света, возникающей при накачке и стимулированном излучении в GaAs. ФТП, 42, (2008) с. 1053-1060.

6. Алтыбаев Г.С., Кумекоев С.Е., Махмудов А.А. Энергетическое распределение неравновесных электронов и оптических фононов в GaAs при межзонном поглощении мощных коротких импульсов света. ФТП, 43, (2009) с. 674-310.

7. Левинсон В.Ф., Гантмахер И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках (М., Наука, 1984) с. 120.

8. Богданкевич О.В., Дарзнец С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры (М.: Наука, 1976) с.415.

ШАЛАӨТКІЗГІШТЕГІ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯНЫҢ РЕЛАКСАЦИЯЛЫҚ ТЕРБЕЛІСТЕРІ

С.Е. Көмеков, А.Т. Мұстафин

Жұмыста шалаөткізгіште 1 пс реттік уақытпен сипатталатын суперлюминесценттік сәуле шығару интенсивтілігінің модуляциясы энергетикалық кеңістікте тепе-теңдес емес электрондардың квазифермиялық үлестірудің жергілікті болып табылатын қозуының себебінен сәуле шығару энергиясының релаксациялық тербелістері арқасында туындайтыны көрсетілген.

RELAXATION OSCILLATIONS OF THE SUPERLUMINESCENCE IN THE SEMICONDUCTOR

S.E. Kumekov, A.T. Mustafin

The intensity modulation of superluminescence with a period of about 1 picosecond in a semiconductor subject to an ultra-short high-power light pulse is shown to occur due to relaxation oscillations of radiation caused by local perturbations of quasi-Fermi distribution of non-equilibrium electrons in energy space.