

РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГЕТЕРОЛАЗЕРА

Горфинкель В. Б., Филатов И. И.

Теоретически исследовано влияние разогрева электронного газа электрическим полем $E(t)$ в активной области гетеролазера на коэффициент усиления α световой волны. Греющее поле $E = E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$ прикладывалось параллельно слоям гетероструктуры. Показано, что в зависимости от соотношения переменной и постоянной составляющих греющего поля E_0 и E_1 модуляция величины α может осуществляться как с частотой сигнала f , так и с удвоенной частотой $2f$ вплоть до значений $f \sim 400$ ГГц. Воздействие импульсами греющего поля пико-секундной длительности приводит к импульсному выключению гетеролазера с временем задержки порядка 1 пс.

В настоящей работе теоретически исследуется возможность управления выходной мощностью полупроводникового гетеролазера путем разогрева электронов высокочастотным полем E в активной области прибора. Греющее поле E может прикладываться, например, посредством нанесения специальных контактов к указанному слою гетероструктуры либо путем помещения прибора в резонатор или волновод. Разогрев электронов в узкозонном слое может оказывать влияние на выходные характеристики лазера за счет:

- повышения тока термоэлектронной эмиссии через гетеробарьер;
- перераспределения электронов в узкозонном слое между Γ -, L - и X -долинами и вследствие этого уменьшения излучательной рекомбинации;
- увеличения коэффициента безызлучательной оже-рекомбинации [1].

В гетеролазере, кроме того, при заданном уровне тока накачки разогрев электронов может приводить к снятию вырождения и нарушению основного условия лазерной генерации [2]:

$$F_e - F_h > E_g, \quad (1)$$

где F_e , F_h — энергии квазиуровней Ферми электронов и дырок, E_g — ширина запрещенной зоны активного слоя.

Все вышперечисленные факторы влияют на уменьшение выходной мощности прибора при разогреве электронов электрическим полем E .

Известно, что характерные значения времен разогрева электронов электрическим полем τ_e в соединениях $A^{III}B^V$ составляют 10^{-12} с. Поэтому можно ожидать, что рассматриваемый механизм управления выходной мощностью излучения гетеролазера будет эффективен вплоть до частот f , удовлетворяющих условию

$$2\pi f \tau_e \leq 1. \quad (2)$$

В дальнейшем исследуется влияние разогрева на нормированный коэффициент усиления среды в активной области гетеролазера α/α_0 , поскольку этот параметр не зависит от конкретной конструкции прибора. Величины $\alpha(t)$, α_0 определяются следующими соотношениями:

$$\alpha(t) = \frac{B_{vc}}{c} n [1 - f_e(t) - f_h(t)], \quad (3a)$$

$$\alpha_0 = \frac{B_{sc}}{c} n (1 - f_{e_0} - f_{n_0}), \quad (36)$$

где B_{sc} — вероятность перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, f_e, f_h — функции распределения электронов и дырок, c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления среды.

Величины с нулевым индексом определяются в рабочей точке прибора в отсутствие греющего поля E .

Для определения временных зависимостей $f_e(t)$ и $f_h(t)$ были сделаны следующие допущения:

- функции распределения электронов и дырок являются фермиевскими;
- температура дырок не зависит от величины греющего поля E и равна температуре решетки, температура электронов в Γ -долине является функцией времени $T_{e\Gamma}(t)$ при наложении поля $E(t)$;
- температура электронов в L -долинах является функцией приложенного поля $E - T_{eh}(E)$;
- подвижность электронов в L -долинах постоянна;
- рассматривается двухдолинная Γ - α -модель полупроводника (поскольку величины E выбирались близкими к порогу междолинного перехода).

Решалась система из скоростных уравнений (4) и уравнений баланса энергии и импульса (5) в активной области

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\Gamma}}{dt} &= \frac{I_{\Gamma GW}(t)}{dSq} - R_L n_{\Gamma p} - n_{\Gamma} W_{\Gamma L}(\epsilon_{\Gamma}) + n_L W_{L\Gamma}(\epsilon_{\Gamma}) - \frac{n_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma}(\epsilon_{\Gamma})}, \\ \frac{dn_L}{dt} &= \frac{I_{LW}(t)}{dSq} - n_L W_{L\Gamma}(\epsilon_L) + n_{\Gamma} W_{\Gamma L}(\epsilon_{\Gamma}) = \frac{n_L}{\tau_L(\epsilon_L)}, \\ n_{\Gamma} + n_L &= n, \quad n = p, \\ I_{\text{H}} &= I_{\text{H}\Gamma W} + I_{\text{H}LW}, \\ \frac{I_{\text{H}\Gamma W}}{I_{\text{H}LW}} &\simeq \frac{\mu_{\Gamma W} n_{\Gamma} W}{\mu_{LW} n_L W}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $n_{\Gamma, L}$ — концентрация электронов, I_{H} — ток накачки, R_L — скорость излучательной рекомбинации, p — концентрация дырок, $\epsilon_{\Gamma, L}$ — средняя энергия долины, $W_{\Gamma L}, W_{L\Gamma}$ — скорости междолинного перехода, τ_{Γ}, τ_L — характерные времена термоэлектронной эмиссии из активной области лазера, $\mu_{\Gamma W}, \mu_{LW}$ — подвижности. Индексы Γ, L относятся к Γ - и L -долинам узкозонного слоя, индексы $\Gamma W, LW$ — соответственно к Γ -, L -долинам широкозонного слоя.

Величины $\epsilon_{\Gamma}, \epsilon_L$, входящие в (4), определяются из уравнений

$$\frac{d\epsilon_{\Gamma}}{dt} = qv_{\Gamma} E(t) - \frac{\epsilon_{\Gamma} - \epsilon_0}{\tau_{\epsilon\Gamma}(\epsilon_{\Gamma})}, \quad \epsilon_L = \epsilon_L[E(t)], \quad (5)$$

$$\frac{dv_{\Gamma}}{dt} = \frac{qE(t)}{m_{\Gamma}^*} - \frac{v_{\Gamma}}{\tau_p(\epsilon_{\Gamma})},$$

$$\mu_L = \mu_{L0},$$

где q — заряд электрона, v_{Γ} — средняя дрейфовая скорость электронов в Γ -долине, $\tau_{\epsilon\Gamma}, \tau_p$ — времена релаксации энергии и импульса в Γ -долине.

Все энергетические зависимости времен релаксации, а также времена термоэлектронной эмиссии рассчитаны методом Монте-Карло. Численно решая систему уравнений (4), (5) при заданных зависимостях $I_{\text{H}}(t), E(t)$ и используя для нахождения положения квазиуровней Ферми электронов и дырок соотношения

$$n_{\Gamma} = N_{e\Gamma} F_{1/2} \left(\frac{E_{e\Gamma} - F_e}{kT_{e\Gamma}} \right), \quad (6a)$$

где $F_{1/2}$ — интеграл Ферми—Дирака, T_h — температура дырок ($T_h = T_0$), $N_{сг}$, N_0 — эффективные плотности состояний электронов и дырок соответственно, $T_{ег}$ — температура электронов в Γ -долине в активной области прибора ($\varepsilon_{\Gamma} = 3/2 kT_{ег}$), можно определить искомую зависимость $\alpha(t)/\alpha_0$.

Расчеты проведены по системе уравнений (4)—(6) для гетеролазера на основе $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}-\text{GaAs}$ со следующими параметрами активной области: $d = 0.2$ мкм, $w = 300$ мкм, $l = 3$ мкм. Параметры зонной структуры GaAs и AlGaAs были взяты

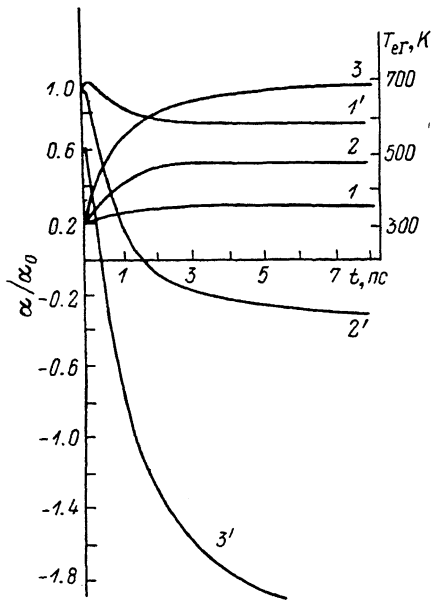


Рис. 1. Отклик температуры электронов в Γ -долине $T_{ег}$ (1—3) и коэффициента усиления световой волны $\alpha(t)/\alpha_0$ (1'—3') на наложение ступеньки поля E_0 в момент $t=0$.

$I_B = 150$ мА; E_0 , кВ/см: 1, 1' — 1; 2, 2' — 2; 3, 3' — 3.

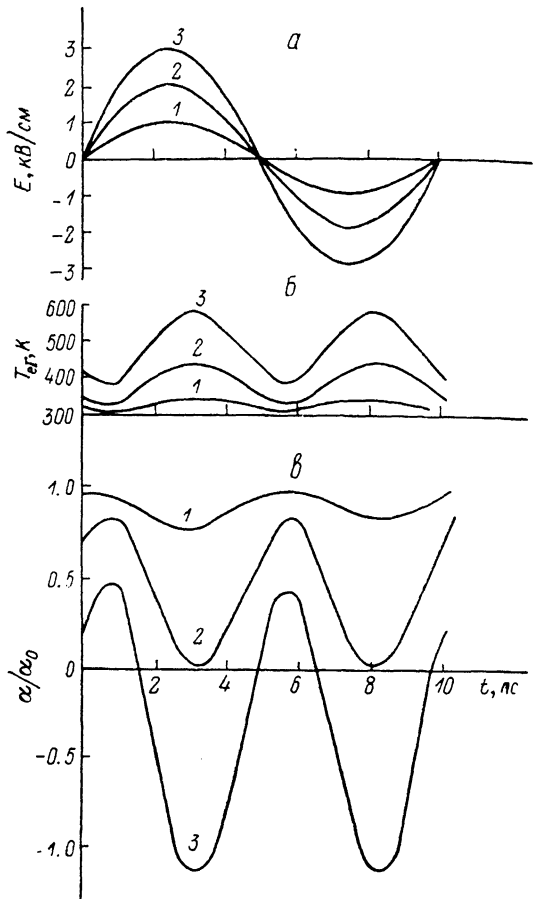


Рис. 2. Модуляция температуры электронов в Γ -долине GaAs и коэффициента усиления световой волны в слое GaAs переменным полем вида $E = E_1 \sin(2\pi ft)$.

$f = 100$ ГГц; $I_B = 150$ мА; E_1 , кВ/см: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3.

такими же, как в работе [3]. Величина энергетического зазора между Γ -долинами широкозонного и узкозонного слоев гетероструктуры составляла 0.3 эВ. Для вычисления энергетического зазора между L -долинами использовались данные, приведенные в работе [3].

Относительный коэффициент усиления $\alpha(t)/\alpha_0$ рассчитывался в условиях разогрева электронов в активной области гетеролазера постоянным электрическим полем E_0 , переменным высокочастотным полем $E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$ и пикосекундными прямоугольными импульсами.

Наложение постоянного греющего поля $E_0 > 2$ кВ/см приводит к невыполнению условия (1) главным образом за счет повышения температуры электронов. При этом, когда $E_0 < 3$ кВ/см, концентрация электронов в активной области n_{Γ} и их доля в Γ -долине практически не изменяются (рис. 1).

Разогрев «чисто» переменным электрическим полем $E = E_1 \sin(2\pi ft)$ исследован в диапазонах амплитуд $0 < E_1 \leq 3$ кВ/см и частот $0 < f \leq 400$ ГГц (рис. 2, 3). Прежде всего следует отметить, что разогрев чисто переменным полем

частоты f приводит к модуляции коэффициента усиления $\alpha(t)$ гетеролазера с удвоенной частотой $2f$ (рис. 2, а, в) за счет того, что разогрев электронов происходит в течение как положительного, так и отрицательного полупериодов греющего поля E_1 (рис. 2, а, б). С ростом частоты приложенного поля f происходит уменьшение глубины модуляции $m = (\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) / \alpha_0$ (рис. 3, а, б). (В том случае, когда $\alpha_{\min} < 0$, считается $\alpha_{\min} = 0$). Следует отметить, что для заданного значения тока накачки I_n существует оптимальная амплитуда переменного сигнала E_1 , при которой глубина модуляции максимальна (рис. 3, а). Действительно, при значениях $E_1 < 2$ кВ/см колебания температуры малы (рис. 2, б), а при более высоких $E_1 (> 3$ кВ/см) средняя температура электронов столь высока, что через время $\tau \sim f^{-1}$ после включения поля средняя температура электронов достигает таких значений, при которых соотношение (1) не выполняется для всех $t > \tau$ и лазерная генерация прекращается. В рассмотренном диапазоне токов

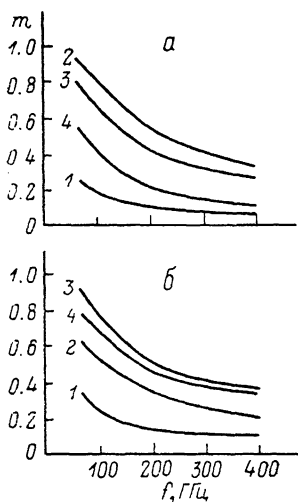


Рис. 3. Зависимости коэффициента модуляции световой волны m от частоты приложенного электрического поля.

I_n , мА: а — 150, б — 200. E_1 , кВ/см: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 2.5, 4 — 3.

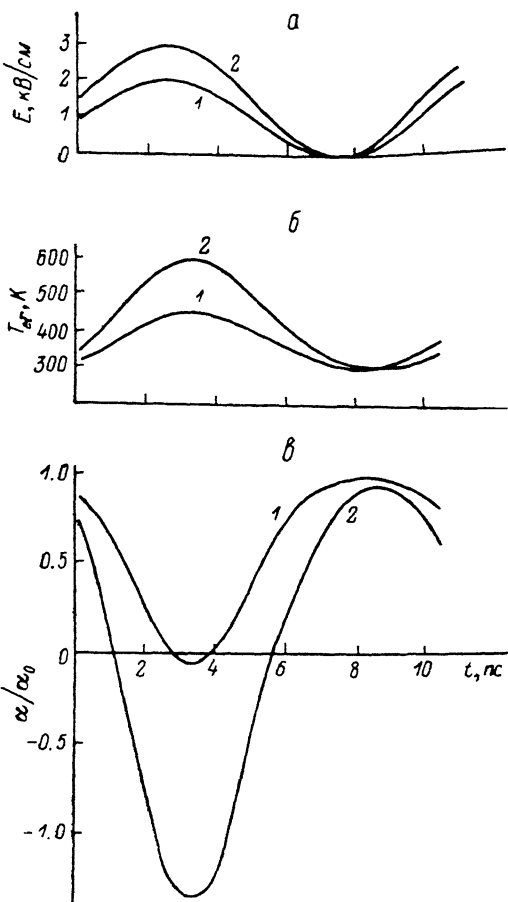


Рис. 4. Модуляция температуры электронов в Г-долине GaAs и коэффициента усиления световой волны в слое GaAs переменным полем вида $E = E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$.

$f = 100$ ГГц; $I_n = 150$ мА; $E_0 = E_1$, кВ/см: 1 — 1, 2 — 1.5.

накачки ($100 \leq I_n \leq 200$ мА) максимальные значения коэффициентов модуляции достигаются при величине амплитуды греющего поля E_1 от 2 до 2.5 кВ/см.

Наложение высокочастотного греющего поля с постоянной составляющей вида $E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$ позволяет при определенном соотношении E_0 и E_1 ($E_0 \geq E_1$) осуществить модуляцию коэффициента усиления $\alpha(t)$ с частотой, равной частоте f приложенного переменного сигнала (рис. 4). Заметим, что дополнительный средний разогрев электронов, связанный с наличием постоянной составляющей греющего поля E_0 , обеспечивает эффективную модуляцию величины α при значениях E_1 , меньших по сравнению с модуляцией α , чисто переменным сигналом (рис. 2, 4).

Воздействие короткими импульсами электрического поля приводит к импульсному выключению лазера (рис. 5). Время задержки выключения составляет ~ 0.5 пс, а время последующего включения зависит от длительности и

амплитуды импульса и определяется временем остывания электронного газа, разогретого импульсным воздействием.

Таким образом, разогрев электронного газа электрическим полем в активной области гетеролазера позволяет осуществлять эффективную модуляцию коэффициента усиления световой волны α в узкозонном слое лазерной структуры. В зависимости от соотношения амплитуд E_0 и E_1 прикладываемого греющего поля возможна эффективная модуляция величины α как с частотой модулирующего сигнала f , так и с удвоенной частотой $2f$ вплоть до значений $f \approx 400$ ГГц. Воздей-

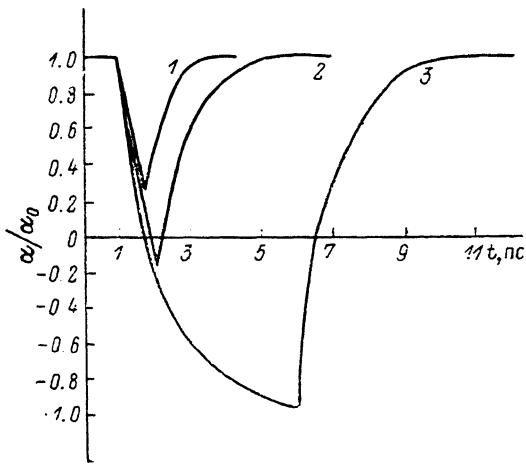


Рис. 5. Отклик коэффициента усиления световой волны в слое GaAs на прямоугольные импульсы электрического поля амплитуды 2.5 кВ/см длительностью 0.5 (1), 1 (2) и 5 пс (3) ($I_n=150$ мА).

ствие импульсами греющего поля пикосекундной длительности приводит к импульсному выключению гетеролазера (к смене знака коэффициента усиления α) с временем задержки τ_e .

Список литературы

- [1] Гельмонт Б. Л., Соколова З. Н., Халфин В. Б. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1803.
- [2] Кейси Х., Папш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 299 с.
- [3] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. Электроника СВЧ. 1984. № 10. С. 28.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Саратовский филиал

Получена 31.10.1989
Принята к печати 15.12.1989