

УДК 621.315.592

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ДВОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ n^+ -AlGaAs—GaAs— p^+ -AlGaAs ГРЕЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Горфинкель В. Б., Филатов И. И.

Теоретически исследован метод модуляции выходного излучения полупроводникового лазера на двойной гетероструктуре n^+ -AlGaAs—GaAs— p^+ -AlGaAs при разогреве электронов в активной области лазера внешним высокочастотным электрическим полем. Проведенный малосигнальный анализ отклика выходного излучения на высокочастотные изменения греющего поля показал преимущество предлагаемого метода модуляции перед широко распространенным методом модуляции излучения лазера током накачки. Показано, что при воздействии на лазер одиночного импульса греющего поля пикосекундной длительности лазер излучает одиночный оптический импульс длительностью несколько пикосекунд.

В работе [1] рассмотрено влияние разогрева электронного газа внешним электрическим полем в узкозонном слое двойной гетероструктуры n^+ -AlGaAs—GaAs— p^+ -AlGaAs на коэффициент усиления световой волны. Показано, что эффективная модуляция коэффициента усиления $\alpha(t)$ возможна как с частотой сигнала f_0 , так и с удвоенной частотой $2f_0$ вплоть до значений $f_0 \sim 200$ ГГц. В зависимости от соотношения переменной и постоянной составляющих греющего поля $E = E_0 + E_1 e^{j\omega t}$.

Однако результаты [1] нуждаются в уточнении при их применении к модуляции мощности выходного излучения лазера на двойной гетероструктуре, так как в [1] не решается скоростное уравнение для фотонов.

В настоящей работе проведено моделирование режимов высокочастотной модуляции выходной мощности гетеролазера при воздействии на него переменным электрическим полем, а также электрическими импульсами пикосекундной длительности.

Решалась система скоростных уравнений лазера и уравнений баланса энергии электронов в активной области лазера (считалось, что в силу малой подвижности дырок их температура равна температуре решетки):

$$\frac{dn_{\Gamma}}{dt} = \frac{I_{\text{н}\Gamma}(t)}{q d S} - R_L n_{\Gamma} p - n_{\Gamma} W_{\Gamma L}(T_{\Gamma}) + n_L W_{L\Gamma}(T_L) - \frac{n_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma}} - \alpha(n_{\Gamma} T_{\Gamma}) P_{\text{ph}}, \quad (1a)$$

$$\frac{dn_L}{dt} = \frac{I_{\text{н}L}(t)}{q d S} - n_L W_{L\Gamma}(T_L) + n_{\Gamma} W_{\Gamma L}(T_{\Gamma}) - \frac{n_L}{\tau_L(T_L)}, \quad (1б)$$

$$\frac{dP_{\text{ph}}}{dt} = (\Gamma \alpha(n_{\Gamma}, T_{\Gamma}) - \alpha_0) P_{\text{ph}} + \beta R_L n_{\Gamma} p, \quad (1в)$$

$$n = n_{\Gamma} + n_L = p, \quad (1г)$$

$$I_{\text{н}} = I_{\text{н}\Gamma} + I_{\text{н}L}, \quad (1д)$$

$$\frac{I_{n\Gamma}}{I_{nL}} = \frac{\mu_{\Gamma W} n_{\Gamma W}}{\mu_{LW} n_{LW}}, \quad (1e)$$

где $n_{\Gamma, L}$ — концентрации электронов в Γ - и L -долинах; p — концентрация дырок в валентной зоне; I_n — ток накачки; R_L — скорость излучательной рекомбинации; $W_{\Gamma L, L\Gamma}$ — скорости междолинного перехода; $\tau_{\Gamma, L}$ — времена термоэлектронной эмиссии из активной области лазера; $\mu_{\Gamma W, LW}$ — подвижности; P_{ph} — концентрация фотонов; α_0 — время жизни фотонов в резонаторе; Γ — коэффициент оптического ограничения; β — коэффициент спонтанного излучения; $T_{\Gamma, L}$ — температура электронов в активной области лазера. Индексы Γ, L и $\Gamma W, LW$ относятся к Γ - и L -долинам узкозонного и широкозонного слоев соответственно. Коэффициент усиления света α определялся следующим образом:

$$\alpha(t) = \frac{B_{cv}}{c/n} [f_e(t) + f_h(t) - 1], \quad (2)$$

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

Величины $T_{\Gamma, L}$ находились из уравнения баланса энергии в Γ - и L -долинах активной области лазера

$$\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} = \frac{2}{3} k q v_{\Gamma} E(t) - \langle \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} \rangle, \quad (3a)$$

$$T_L = T_L(E), \quad (3б)$$

$$\mu_{\Gamma} = \mu_{\Gamma}(n_{\Gamma}, E), \quad (3в)$$

$$\mu_L = \mu_{L0}, \quad (3г)$$

где $\mu_{\Gamma, L}$ — подвижности электронов в Γ - и L -долинах; $\langle \partial T_{\Gamma} / \partial t \rangle$ — средняя скорость потерь энергии при рассеянии электронов на полярных оптических фононах в Γ -долине.

Величина $\langle \partial T_{\Gamma} / \partial t \rangle$ определялась путем интегрирования скоростей рассеяния электронов Γ -долины на полярных оптических фононах с фермиевской функцией распределения

$$\begin{aligned} \langle \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} \rangle &= \frac{q^2 \hbar \omega_{po} N_q}{16\pi^3 \tilde{\epsilon}} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^2 \left[\exp \frac{\hbar \omega_{po}}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_e} - 1 \right) \right] \frac{2}{3k} \times \\ &\times \int_0^{\infty} \ln \left[\frac{(\epsilon + \hbar \omega_{po})^{1/2} + \epsilon^{1/2}}{(\epsilon + \hbar \omega_{po})^{1/2} - \epsilon^{1/2}} \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{\epsilon}{kT_0} - \xi_c \right)} \frac{1}{1 + \exp \left(\xi - \frac{\epsilon - \hbar \omega_{po}}{kT_e} \right)} \right] d\epsilon, \quad (4) \end{aligned}$$

где m_e^*, m_h^* — эффективные массы электронов и дырок; ξ_c, ξ_h — приведенные квазиуровни Ферми электронов и дырок; ω_{po} — круговая частота полярного оптического фонона решетки;

$$N_q = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_{po}}{kT_0} - 1 \right) \right]^{-1}$$

— вероятность существования фонона с энергией $\hbar \omega_{po}$; $1/\tilde{\epsilon} = 1/\epsilon_{\infty} - 1/\epsilon_0$ — разность обратных диэлектрических проницаемостей на частотах ∞ и 0 .

Как показано в [1], эффективная модуляция величины α возможна при относительно небольших значениях греющего поля ($E < 2$ кВ/см). Поэтому в уравнениях (1а), (1б) можно пренебречь междолинным переходом и термоэлектронной эмиссией (термическим выбросом носителей заряда из слоя узкозонного полупроводника).

Заметим также, что расчеты, проведенные методом Монте-Карло [2], показывают, что в полях $E < 2$ кВ/см функция распределения электронов при $T_0 = 300$ К не сильно отличается от фермиевской, поэтому определение скоростей потерь энергии горячих электронов по уравнению (4) вполне правомерно.

Малосигнальный анализ системы (1)

Проведем сравнение воздействия на выходную мощность лазера малого переменного тока [$I(t) = I_0 + \tilde{I}$] и переменного внешнего электрического поля [$E(t) = E_0 + \tilde{E}$].

Решение системы (1) ищем в виде $N = N_0 + \delta \tilde{N}(t)$:

$$P_{ph} = P_0 + \delta \tilde{P}(t), \quad T_{\Gamma} = T_{\Gamma 0} + \delta T_{\Gamma}(t).$$

Для упрощения дальнейшего анализа считаем подвижность электронов μ_{Γ} и время релаксации энергии $\tau_{e\Gamma}$:

$$\tau_{e\Gamma} = T_{\Gamma} - T_0 / \left(\left\langle \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} \right\rangle \right)$$

постоянными величинами, причем

$$\tau_{e\Gamma} = \tau_{e\Gamma}(T_{\Gamma 0}) = \tau_{e\Gamma 0}.$$

Тогда линеаризованное уравнение для $\delta \tilde{T}_{\Gamma}$ решается отдельно и приводит к следующему известному результату:

$$\delta \tilde{T}_{\Gamma} = \frac{q\mu_0 \delta E \tau_e (1 - j\omega \tau_{e\Gamma 0})}{1 + \omega^2 \tau_e^2}, \quad (5)$$

где $\delta E = 2E_0 \tilde{E}$, $\omega = 2\pi f_0$ при $E_0 \gg \tilde{E}$ и $\delta E = \tilde{E}^2$, $\omega = 4\pi f_0$ при $E_0 = 0$.

Решая уравнения (1а), (1в) относительно δP_{ph} , находим, что при $\delta T_{\Gamma} = 0$, $\delta I \neq 0$

$$\delta P_{ph} = \frac{\delta I \Gamma \left[-\frac{\partial \alpha}{\partial n} P_0 + \frac{\beta}{\tau_s} \right]}{\left(j\omega + \frac{1}{\tau_s} + \frac{\partial \alpha}{\partial n} P_0 \right) \left(j\omega - \Gamma \alpha_0 + \frac{1}{\tau_p} \right) + \alpha_0 \Gamma \left(\frac{\partial \alpha}{\partial n} + \frac{\beta}{\tau_s} \right)}, \quad (6a)$$

а при $\delta T_{\Gamma} \neq 0$, $\delta I = 0$

$$\delta P_{ph} = \frac{\delta T_{\Gamma} \Gamma \left[\frac{\partial \alpha}{\partial T} P_0 \left(j\omega + \frac{1}{\tau_s} + \frac{\partial \alpha}{\partial n} P_0 \right) - \left(\frac{\partial \alpha}{\partial n} P_0 + \frac{\beta}{\tau_s} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial T} P_0 \right]}{\left(j\omega + \frac{1}{\tau_s} + \frac{\partial \alpha}{\partial n} P_0 \right) \left(j\omega - \Gamma \alpha_0 + \frac{1}{\tau_p} \right) + \alpha_0 \Gamma \left(\frac{\partial \alpha}{\partial n} + \frac{\beta}{\tau_s} \right)}. \quad (6b)$$

Таким образом, из соотношений (5), (6а), (6б) следует, что при воздействии слабым электрическим полем δE эффективная модуляция мощ-

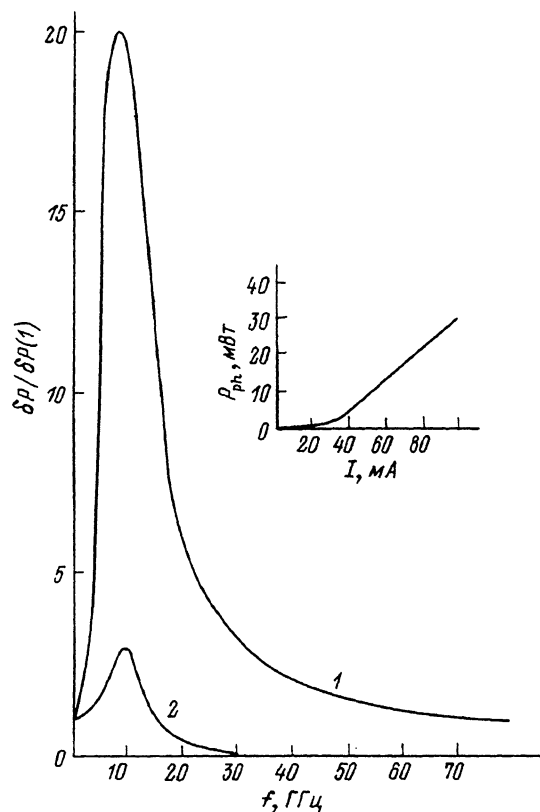


Рис. 1. Частотная зависимость нормированной выходной мощности лазера.

$I_0 = 100$ мА; 1 — $\bar{I} = 5$ мА, $E_0 = \bar{E} = 0$; 2 — $\bar{I} = 0$, $E_0 = -1$, $\bar{E} = 0.05$ кВ/см.

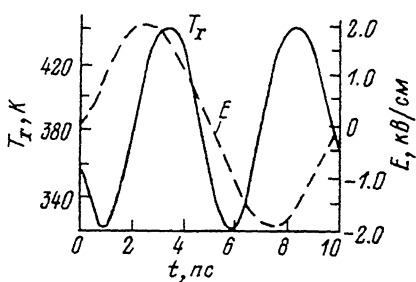
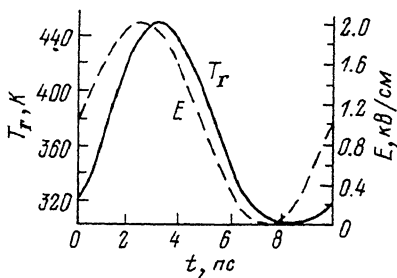
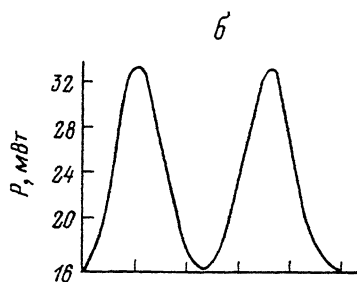
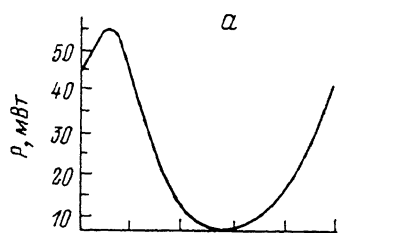


Рис. 2. Отклик выходной мощности лазера при воздействии синусоидальным греющим полем $E = -E_0 + \bar{E} \sin 2\pi ft$.

$f = 100$ ГГц, $I_0 = 100$ мА. E_0 , кВ/см: а — 1, б — 0.

Рис. 3. Частотные зависимости максимальной выходной мощности лазера и эффективности модуляции выходной мощности (см. вставку).

1 — $E_0 = \bar{E} = 1$ кВ/см; 2 — $E_0 = 0$, $\bar{E} = 2$.

ности сохраняется до более высоких частот, чем при воздействии переменным током \bar{I} при условии, что выполняется соотношение

$$\omega\tau_{\text{эф}} < 1. \quad (7)$$

Заметим, что для GaAs $\tau_{\text{эф}}$ в области полей $E_0 < 2$ кВ/см составляет ~ 1 пс. Таким образом, условие (7) хорошо выполняется вплоть до значений $f_0 \sim 200$ ГГц.

На рис. 1 для лазера на гетероструктуре $n^+ - \text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As} - \text{GaAs} - p^+ - \text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ со следующими параметрами активной области: $W = 300$ мкм, $L = 3$ мкм, $d = 0.2$ мкм, $\Gamma = 0.3$, $\beta = 0.001$ приведены ватт-амперная характеристика (см. вставку), а также частотные зависимости амплитуды промодулированной выходной мощности δP при воздействии переменным током накачки (кривая 1) и переменным греющим полем (кривая 2). Амплитуды воздействия \bar{I} и \bar{E} выбирались равными 5% от постоянных составляющих I_0 и E_0 соответственно. При этом величины амплитуд промодулированной мощности δP на частоте 1 ГГц δP (1) были примерно одинаковы. При воздействии переменным током \bar{I} соотношение $\delta P(f) \sim \bar{I}$ сохранялось для всех частот $0 < f < 30$ ГГц. При воздействии переменным греющим полем \bar{E} соотношение $\delta P(f) \sim \bar{E}$ нарушалось в области частот, близких к 10 ГГц, где имел место параметрический резонанс [т. е. частота модуляции коэффициента усиления $\alpha(f)$ совпадала с собственной частотой релаксационных колебаний в лазере]. Однако в диапазонах $f < 5$ и $f > 20$ ГГц пропорциональность величин δP и \bar{E} сохранялась вплоть до значений $\bar{E} = 0.1E_0$.

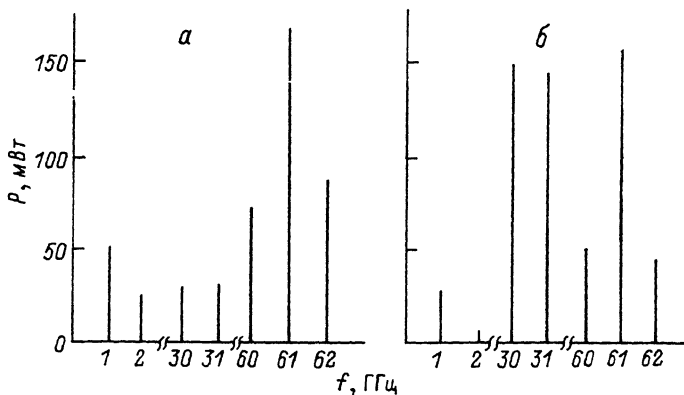
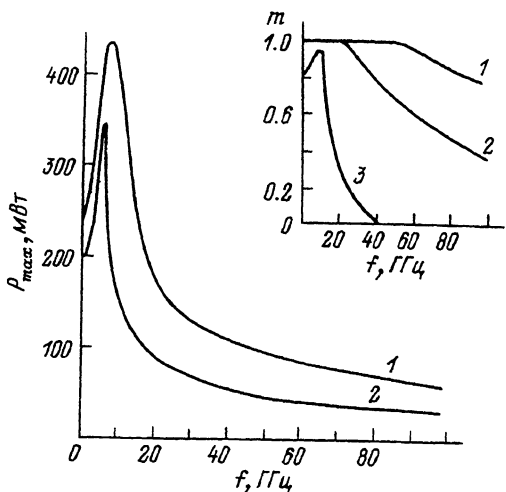


Рис. 4. Спектры выходной мощности излучения лазера при модуляции греющим полем вида $E = E_0 + E_1 \sin 2\pi f_1 t + E_2 \sin 2\pi f_2 t$.

$I_0 = 150$ мА, $f_1 = 30$ ГГц, $f_2 = 31$ ГГц. а — $E_0 = 0$, $E_1 = E_2 = 1$ кВ/см; б — $E_0 = 1$, $E_1 = E_2 = 0.5$ кВ/см.

Рис. 5. Отклик выходной мощности лазера на «прямой» импульс греющего поля.

$E_0 = 1$ кВ/см, $\tau_1 = 20$ пс, $I_0 = 150$ мА.

Воздействие большим синусоидальным сигналом греющего поля

Как и при воздействии малым сигналом, характер модуляции существенно зависит от соотношения E_0 и \bar{E} . В отсутствие постоянной составляющей греющего поля модуляция выходной мощности лазера с частотой f_0 приводит к модуляции выходной мощности лазера с частотой $2f_0$. Типичный вид отклика выходной мощности лазера на воздействие греющим полем с постоянной составляющей $E_0 = 1$ кВ/см и чисто переменным полем $E_0 = 0$, $\bar{E} = 2$ кВ/см на частоте $f = 100$ ГГц приведен на рис. 2, а, б. Величина эффективности модуляции $m = (P_{\max} - P_{\min}) / (P_{\max} + P_{\min})$ остается довольно высокой при воздействии греющим полем

вплоть до частот ~ 100 ГГц (рис. 3, кривые 1, 2) по сравнению с эффективностью модуляции током накачки (кривая 3).

При одновременном воздействии двух синусоидальных сигналов с частотами f_1 и f_2 имеется значительная модуляция мощности на комбинационных частотах (рис. 4).

Воздействие короткими импульсами греющего поля

Рассматривалось воздействие на выходную мощность лазера короткими импульсами греющего поля прямоугольной формы двух видов: «прямой»

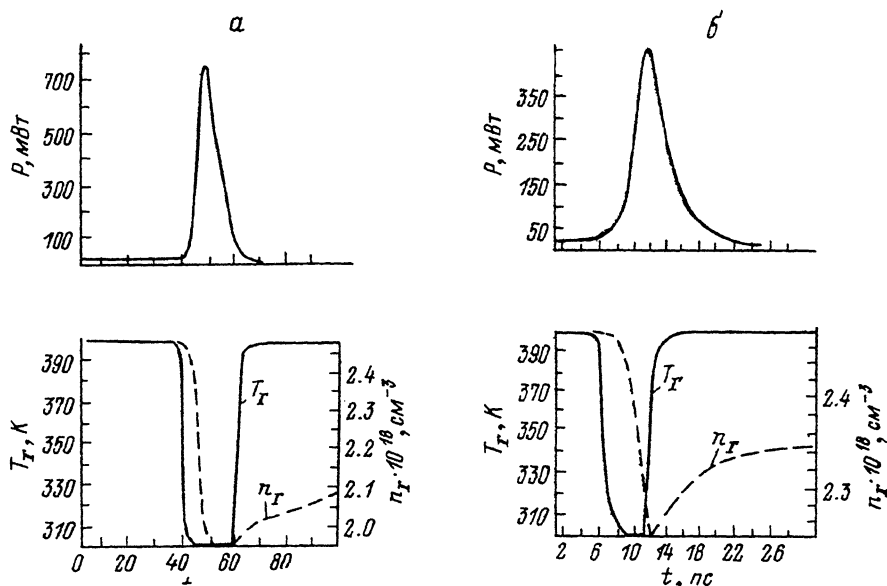


Рис. 6. Отклик выходной мощности лазера на «обратный» импульс греющего поля.

$E_0 = 1.5$ кВ/см, $I_0 = 100$ мА. τ_1 , пс: а — 20, б — 5.

импульс — $E = 0$ при $t < t_0$, $E = E_0$ при $t_0 \leq t \leq t_0 + \tau_n$ и $E = 0$ при $t > t_0 + \tau_n$; «обратный» импульс — $E = E_0$ при $t < t_0$, $E = 0$ при $t_0 \leq t \leq t_0 + \tau_n$ и $E = E_0$ при $t > t_0 + \tau_n$.

Типичный вид отклика системы на воздействие прямыми импульсами приведен на рис. 5. При включении импульса в момент t_0 происходит сначала резкое падение выходной мощности лазера вследствие сильного разогрева электронов в активной области, но после выключения греющего поля выходная мощность испытывает релаксационные колебания подобно тому, как это происходит в момент обычного включения тока накачки.

Отклик выходной мощности лазера на обратный импульс греющего поля показан на рис. 6, а, б. В этом случае в отсутствие импульса температура электронов в активной области лазера значительно превышает комнатную, и если ток накачки оказывается ниже порогового, то лазер не светит, а если выше, то имеется некоторый уровень постоянной выходной мощности лазера. В момент подачи обратного импульса происходит резкое охлаждение электронов в активной области, что сопровождается большим ростом коэффициента усиления α , вследствие этого лазер дает короткую вспышку света (рис. 6, а, б). Заметим, что уровень мощности в пике свечения зависит от уровня концентрации электронов в активной области лазера, достигнутого к моменту подачи импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Горфинкель В. Б., Филатов И. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 441.
[2] Горфинкель В. Б., Шофман С. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 555.

Институт радиотехники и электроники
РАН
Саратов

Получена 22.01.1991
Принята к печати 19.06.1991