

©1995 г.

## ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗОГРЕВОМ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ЛЕГИРОВАННОМ СЛОЕ $n$ -GaAs

*А.И.Воронко, С.Е.Куменков,\* Г.Н.Шкерлин*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
14120, Фрязино, Россия

\* Джамбульский технологический институт,

484030, Джамбул, Казахстан

(Получена 3 августа 1994 г. Принята к печати 21 февраля 1995 г.)

Рассмотрено влияние разогрева электронного газа в легированном слое  $n$ -GaAs под воздействием электромагнитной волны на нелинейное отражение от многослойной структуры. Показано, что разогрев электронного газа в сильно легированном слое GaAs приводит к переходу части носителей заряда из основного ( $\Gamma$ ) минимума в боковые ( $L$ ) минимумы и вследствие этого к появлению достаточно сильной и быстрой оптической нелинейности, которая может обеспечить оптическую модуляцию коэффициента отражения на пикосекундных временах в диапазоне длин волн порядка 10 мкм. По величине и быстрдействию данная нелинейность сравнима с нелинейностью на внутризонных переходах в InSb и могла бы быть использована для разработки устройств быстрой модуляции электромагнитного излучения. При этом интенсивность электромагнитной волны, требуемая для эффективной модуляции коэффициента отражения от многослойной структуры, может быть существенно снижена.

### Введение

В последнее время появился ряд работ, посвященных исследованию нелинейных особенностей в отражении электромагнитных волн (ЭМВ) от многослойных структур (см., например, [1,2]). Интерес к изучению данной проблемы в первую очередь вызван потребностью в разработках быстродействующих модуляторов и других устройств нелинейной оптики, управляемых изменением интенсивности мощной световой волны. В ближней инфракрасной области спектра ЭМВ перспективными для такого рода нелинейных элементов являются структуры с квантовыми ямами (MQW) (см., например, [2]). В средней инфракрасной (ИК) области спектра (с длиной волны порядка  $8 \div 12$  мкм) большой

оптической нелинейностью обладают MQW-структуры [3,4], структуры на основе InSb [5], а также GaAs с легированными слоями, в которых плазменная частота электронов проводимости  $\omega_p$  лежит в средней и дальней ИК области спектра ЭМВ [6,7]. В настоящей работе теоретически рассмотрено отражение электромагнитной волны от многослойной структуры на основе GaAs-GaAlAs с сильно легированным слоем  $n$ -GaAs.

### Расчет нелинейного коэффициента отражения от многослойной структуры

В работе рассматривается следующая геометрическая ситуация: плоская ЭМВ с частотой  $\omega$  падает под углом  $\varphi$  на структуру, состоящую из подложки GaAs, на которой сформированы следующие плоскопараллельные слои: (GaAlAs-GaAs-легированный слой  $n^{++}$ -GaAs-слой металла (Al)) (см. рис. 1). Предполагается, что диэлектрическая проницаемость всех слоев, за исключением слоя  $n^{++}$ -GaAs, не зависит от амплитуды ЭМВ, а диэлектрическая проницаемость слоя  $n^{++}$ -GaAs  $\epsilon_n(W)$  является функцией интенсивности  $W$  электромагнитной волны в слое. Конкретный вид этой зависимости будет рассмотрен далее.

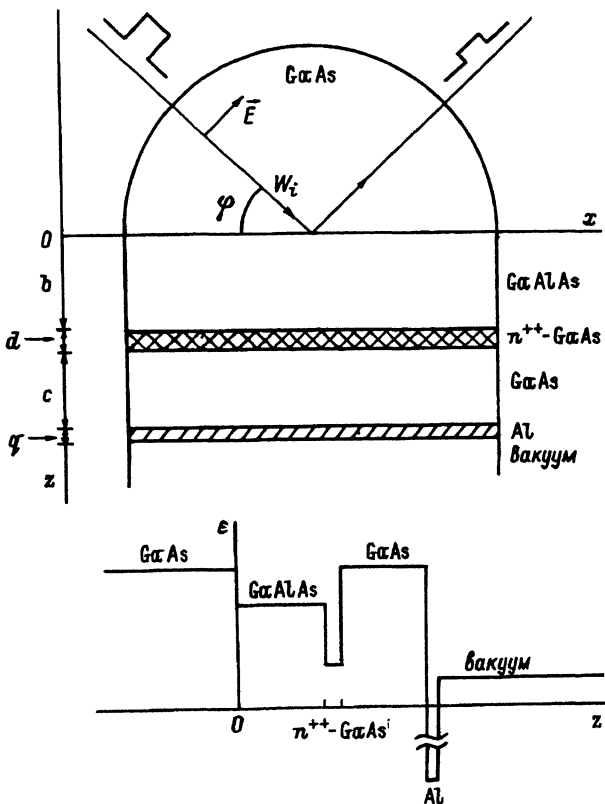


Рис. 1. Геометрия отражения плоской электромагнитной волны от многослойной структуры. Интенсивность волны в подложке GaAs предполагается равной  $W_i$ . Нижний рисунок дает зависимость диэлектрической проницаемости структуры от поперечной координаты  $z$ .

Задача заключается в нахождении коэффициента отражения от структуры как функции интенсивности падающей ЭМВ. Электродинамическая часть данной задачи представляет собой решение уравнений Максвелла со стандартными граничными условиями на границах раздела слоев. Ввиду нелинейности резонансного слоя  $n^{++}$ -GaAs, в котором диэлектрическая проницаемость зависит от интенсивности ЭМВ, данная задача является нелинейной и в общем случае допускает лишь численное решение, для нахождения которого нужно знать вид функции  $\epsilon_n(W)$ .

Конкретные расчеты сделаны применительно к длине волны падающей ЭМВ, равной 10.6 мкм. В этой ситуации при концентрации свободных электронов  $n_0 \simeq (5 \div 10) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  частота ЭМВ близка к плазменной частоте электронов проводимости и электронный газ дает большой вклад в полную диэлектрическую проницаемость слоя  $\epsilon_n$ .

Расчет зависимости  $\epsilon_n(W)$  от интенсивности электромагнитной волны проведем в рамках следующей модели. Ввиду того, что в зоне проводимости GaAs существует несколько различных типов минимумов энергии ( $\Gamma_\sigma, L_\sigma, X_\sigma$ , см [8]), в которых оптические эффективные массы электронов различны, переход электронов из основного минимума ( $\Gamma_\sigma$ ) в ближайшие по энергии минимумы ( $L_\sigma$ ) приведет к изменению их оптической эффективной массы, а следовательно, и электронного вклада в диэлектрическую проницаемость слоя. Данные переходы могут осуществляться, в частности, под действием ЭМВ, распространяющейся в слое, ввиду достаточно сильного внутризонного поглощения ЭМВ на свободных электронах<sup>1</sup> и последующего нагрева электронного газа. Нагрев электронного газа приводит, как следствие, к переходу части электронов из основного минимума  $\Gamma_\sigma$  в боковые минимумы  $L_\sigma$  и к изменению под действием ЭМВ диэлектрической проницаемости слоя.

Для нахождения концентраций электронов в различных энергетических минимумах необходимо в общем случае решать кинетическое уравнение Больцмана для электронного газа при наличии поля ЭМВ. Мы проведем данный расчет в приближении фермиевской функции распределения электронов в минимумах энергии с единой электронной температурой  $T_e$ . Данное приближение довольно хорошо оправдано при большой концентрации электронов  $n_0 \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и частых межэлектронных столкновениях (см., например, [9]). В этом случае стационарные концентрации электронов  $n_1$  — в минимумах  $\Gamma_\sigma$  и  $n_2$  — в минимумах  $L_\sigma$  могут быть определены из решения следующей системы уравнений:

$$n_1 + n_2 = n_0, \quad (1)$$

$$(\alpha_{s1} + \alpha_{s2})W = \frac{E(T_e) - E(T_L)}{\tau_e(T_e, T_L)}, \quad (2)$$

где  $\alpha_{s1}$  и  $\alpha_{s2}$  — коэффициенты поглощения ЭМВ в минимумах  $\Gamma_\sigma$  и  $L_\sigma$  соответственно,  $E(T_e)$  — энергия электронного газа,  $T_L$  — температура решетки,  $\tau_e$  — стационарное время релаксации энергии электронов

<sup>1</sup> При  $\lambda \simeq 10 \text{ мкм}$  и  $n_0 \simeq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  коэффициент поглощения ЭМВ на свободных электронах в GaAs  $\alpha_s \simeq 10^3 \text{ см}^{-1}$  [8].

проводимости, зависящие от  $T_e$  и  $T_L$ . Остальными, более высококоллежащими, минимумами энергии в зоне проводимости в выражениях (1), (2) можно пренебречь. Выражение (2) является уравнением баланса энергии для электронного газа. Здесь предполагается, что при поглощении ЭМВ основная часть поглощенной энергии передается в электронную подсистему.

Итак, в приближении фермиевской функции распределения электронов проводимости  $f$  имеем

$$n_1 = N_{c1} \left[ F_1(x_F) - \frac{5\alpha T_e}{2E_g} F_3(x_F) \right], \quad (3)$$

$$n_2 = N_{c2} \exp(x_F - \Delta), \quad (4)$$

где  $N_{c1} = 2(2\pi m_{c0} T_e h^{-2})^{3/2}$  и  $N_{c2} = 2(2\pi m_d T_e h^{-2})^{3/2}$  — плотности состояний электронов в минимумах  $\Gamma_\sigma$  и  $L_\sigma$  соответственно,  $m_d$  — эффективная масса плотности состояний электронов в минимумах  $L_\sigma$ ,  $m_{c0} = 0.067m_0$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $T_e$  — температура электронов в энергетических единицах,  $x_F = \xi_F/T_e$ ,  $\xi_F$  — энергия Ферми,  $\Delta = \xi_1/T_e$ ,  $\xi_1$  — энергия дна минимумов  $L_\sigma$ , отсчитанная от дна минимума  $\Gamma_\sigma$ ,

$$F_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty x^{n/2} \left( 1 + \exp(x - x_F) \right)^{-1} dx$$

— интегралы Ферми–Дирака. В выражении (4) электронный газ в минимумах  $L_\sigma$  считается невырожденным, что предполагает выполнение условия  $\xi_F < \varepsilon_1$ . Ввиду того, что  $\xi_1 \simeq 0.3$  эВ, данное условие, как правило, выполняется. Кроме того в выражении (3) принимается во внимание непараболичность минимума  $\Gamma_\sigma$ , а дисперсионная зависимость энергии электрона  $\xi$  от его волнового вектора  $k$  берется в следующем виде (см. [8]):

$$\xi = \xi_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{c0}} + \frac{\alpha}{E_g} \frac{\hbar^4 k^4}{4m_{c0}^2},$$

где  $\alpha$  — коэффициент непараболичности,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны. Аналогичным образом получаем следующее выражение для  $E$  в уравнении (2):

$$E = \left( \xi_1 + \frac{3}{2} T_e \right) n_2 + N_{c1} T_e \left[ F_3(x_F) - \frac{5}{2} \frac{\alpha T_e}{E_g} F_5(x_F) \right], \quad (5)$$

где энергия  $E$  отсчитывается от дна минимума  $\Gamma_\sigma$ .

Подставляя выражения (3) и (4) в (1), можно найти зависимость  $\xi_F(T_e)$ , подставляя которую вместе с выражением (5) в выражение (2) при известных зависимостях  $\alpha_{s1}$ ,  $\alpha_{s2}$  и  $\tau_e$  от  $n_1$ ,  $n_2$  и  $T_e$ , можно получить зависимости  $n_1$ ,  $n_2$  и  $T_e$  как функции интенсивности ЭМВ в слое GaAs. Ввиду того, что при  $T_e \leq 800$  К и  $n_0 \geq 10^{18}$  см<sup>-3</sup> электронный газ в минимуме  $\Gamma_\sigma$  вырожден, данная задача в общем случае может быть решена только численно.

Здесь следует отметить, что наибольшую проблему представляет собой определение величины стационарного времени релаксации энергии  $\tau_e(T_e, T_L)$ . В условиях, когда электроны проводимости распределены между различными минимумами энергии, в которых процесс стационарной релаксации энергии электронов характеризуется, вообще говоря, различными временами  $\tau_{e1}$  и  $\tau_{e2}$  (для минимумов  $\Gamma_\sigma$  и  $L_\sigma$  соответственно), величина  $\tau_e(T_e, T_L)$  зависит и от концентраций  $n_1$  и  $n_2$ . В случае, когда  $n_2 \ll n_0$ , можно пренебречь вкладом электронов, находящихся в боковых долинах  $L_\sigma$ , в процесс установления электронной температуры  $T_e$  и предположить, что величина  $\tau_e(T_e, T_L)$  близка к величине  $\tau_{e1}(T_e, T_L)$ . При большой концентрации электронов  $n_0 > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  это приближение, однако, оправдывается, если  $n_1 < (0.05 \div 0.1)n_0$ .

В случае, когда заметная доля электронов находится в боковых долинах  $L_\sigma$ , необходимо учитывать и их вклад в процесс стационарной релаксации энергии электронной системы. Наибольшую проблему здесь представляет учет междолинных переходов  $\Gamma_\sigma \rightleftharpoons L_\sigma$ . Однако, учитывая тот факт, что плотность состояний в долинах  $L_\sigma$  значительно выше, чем в долине  $\Gamma_\sigma$ , можно предположить что основной вклад в процесс стационарной релаксации электронов дают переходы, при которых электроны долин  $L_\sigma$  и  $\Gamma_\sigma$  остаются в этих же долинах (для электронов долин  $L_\sigma$  мала вероятность в процессе стационарной релаксации перейти в долину  $\Gamma_\sigma$ , в долине же  $\Gamma_\sigma$  электроны в основном занимают состояния с энергиями  $\xi < \xi_1$ ).

В этом приближении уравнение баланса энергии (2) приобретает следующий вид:

$$(\alpha_{s1} + \alpha_{s2})W = \frac{3}{2} \frac{(T_e - T_L)n_2}{\tau_{e2}} + \frac{E_1(T_e) - E_1(T_L)}{\tau_{e1}}, \quad (6)$$

где  $E_1(T_e) = N_{c1}T_e [F_3(x_F) - (5/2)(\alpha T_e/E_g)F_5(x_F)]$  — энергия электронного газа в долине  $\Gamma_\sigma$  (ввиду того, что в процессе стационарной релаксации энергии пренебрегается вкладом междолинных переходов  $\Gamma_\sigma \rightleftharpoons L_\sigma$ , величины  $E_1(T_e)$  и  $E_1(T_L)$  должны соответствовать одной и той же концентрации электронов  $n_1$  в минимуме  $\Gamma_\sigma$ ).

Расчет величины  $\tau_{e1}$  был выполнен на основе теории, учитывающей эффект узкого фонового горла, при котором ввиду сильного возмущения функции распределения оптических фононов, величина  $\tau_{e1}$  для электронного газа большой концентрации ( $n_0 \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) существенно увеличивается, методика расчета величины  $\tau_{e1}$  детально изложена в работе [10], мы здесь приведем лишь результаты расчета, показанные на рис. 2.

Для величины  $\epsilon_n(W)$  используем в рамках модели Друде следующее выражение:

$$\epsilon_n(W) = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i/\tau_1)} - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega(\omega + i/\tau_2)} \right), \quad (7)$$

где  $\tau_{1,2}$  — времена релаксации электронов в минимумах  $\Gamma_\sigma, L_\sigma$  соответственно,  $\omega_{p1,2} = (4\pi n_{1,2}e^2/m_{01,02}\epsilon_0)^{1/2}$  — плазменные частоты электронов в минимумах  $\Gamma_\sigma$  и  $L_\sigma$ ,  $m_{01,02}$  — оптические эффективные массы электронов в данных минимумах,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость решетки.

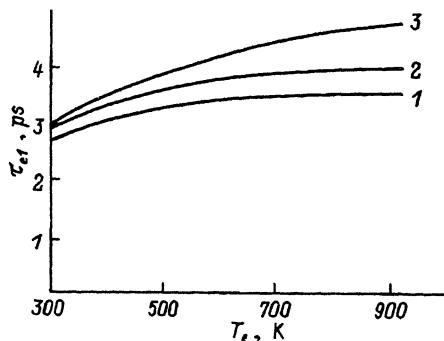


Рис. 2. Зависимость времени энергетической релаксации электронов в минимуме  $\Gamma_\sigma$  от величины электронной температуры  $T_e$ . Расчеты выполнены для величины температуры решетки  $T_L = 293$  К; значения  $n_0$ ,  $10^{18}$  см $^{-3}$ : 1 — 2, 2 — 3, 3 — 5.

Используя полученные результаты для  $\epsilon_n(W)$  после решения электродинамической задачи, можно получить искомые зависимости для коэффициента отражения ЭМВ  $R = |R| \exp(i\varphi)$  как функции  $W$ . Ввиду того, что электродинамическая задача нелинейна, данный расчет необходимо проводить самосогласованно с расчетом величины  $\epsilon_n(W)$ . Исследования проводились для тонкого резонансного слоя с толщиной  $d = 0.2$  мкм, при котором распределение поля внутри слоя практически однородно. В этом случае для расчета температуры электронного газа в слое величина  $(\alpha_{s1} + \alpha_{s2})W$  в уравнении (2) может быть заменена на величину  $(W_\alpha)/d$ , где  $W_\alpha$  — плотность поглощения мощности в резонансном слое. Учитывая, что в рассматриваемой структуре поглощение ЭМВ осуществляется главным образом в резонансном слое  $n$ -GaAs, величина  $W_\alpha$  находилась из баланса энергии падающей и отраженной ЭМВ.

### Результаты расчетов

В качестве примера на рис. 3 и 4 приведены результаты расчета величин  $n_1, n_2, \epsilon_n^r, \epsilon_n^i$  ( $\epsilon_n = \epsilon_n^r + i\epsilon_n^i$ ) как функций интенсивности ЭМВ в резонансном слое  $n^{++}$ -GaAs для следующих данных:  $n_0 = 7 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $\alpha_s \approx 1.5 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ ,  $m_d = 0.56m_0$ ,  $m_{02} = 0.11m_0$ ,  $T_L = 293$  К,  $\alpha \approx -0.824$ ,  $E_g \approx 1.426$  эВ,  $\xi_1 \approx 0.285$  эВ,  $\epsilon_0 = 10.9$ , взятых из работы [8]. В расчетах также предполагалось, что  $\tau_2 = \tau_1$ , а для величины  $\tau_{e2}$  принималось значение  $\tau_{e2} = 0.4$  пс. Для величины  $m_{01}$  в приближении непараболического минимума  $\Gamma_\sigma$  было использовано следующее выражение:

$$m_{01} = \frac{m_{c0} \int_0^\infty f(\xi) \sqrt{\xi} (1 - 5\xi\alpha/2E_g) d\xi}{\int_0^\infty f(\xi) \sqrt{\xi} (1 - 5\xi\alpha/6E_g) d\xi},$$

где  $f(\xi)$  — функция распределения электронов. Для вышеприведенных параметров  $m_{01} \approx 0.083m_0$  и слабо увеличивается с ростом температуры электронного газа, а следовательно, и с ростом интенсивности ЭМВ. Анализ полученных результатов, однако, показывает, что когда  $n_2/n_0 < 0.3$ , вклад непараболическости  $\Gamma$ -минимума в нелинейном изменении  $\epsilon_n(W)$  не превышает (7÷8)% от аналогичного вклада, вызванного переходами электронов из  $\Gamma$ -минимума в боковые  $L$ -минимумы.

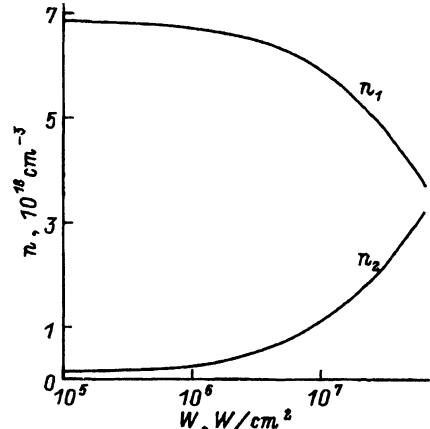


Рис. 3. Зависимость электронной концентрации в минимумах  $\Gamma_6$  (кривая  $n_1$ ) и  $L_6$  (кривая  $n_2$ ) от интенсивности электромагнитной волны  $W$  в слое  $n^{++}$ -GaAs.

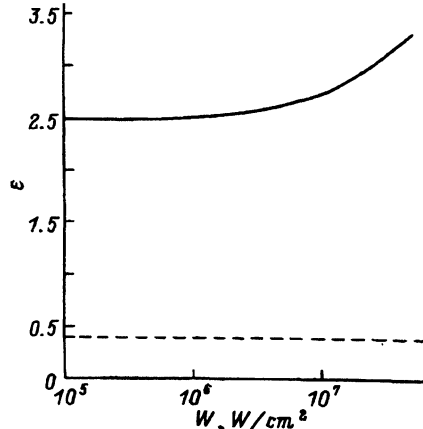


Рис. 4. Зависимость диэлектрической проницаемости  $n^{++}$ -GaAs от интенсивности электромагнитной волны  $W$ . Сплошная кривая — реальная часть, штриховая кривая — мнимая часть,  $\lambda = 10.6$  мкм.

Поэтому в дальнейших расчетах величины  $\epsilon_n(W)$  пренебрегалось зависимостью величины  $m_{01}$  от интенсивности ЭМВ и предполагалось, что  $m_{01} \approx 0.083m_0$ .

Из зависимости  $\epsilon_n(W)$  видно, что на длине волны  $\lambda = 10.6$  мкм наблюдается достаточно сильная оптическая нелинейность, при которой возникает заметное изменение величины  $\epsilon_n(W)$ , имеющее место при  $W \geq (3 \div 5)$  МВт/см<sup>2</sup>. Относительная доля электронов в минимумах  $L_\sigma$  еще мала ( $\geq 10\%$ ) при интенсивности ЭМВ  $\geq 5$  МВт/см<sup>2</sup>. Оценки величины нелинейного показателя преломления  $n_2$  показывают, что на длине волны  $\lambda \approx 10.6$  мкм величина  $n_2 \approx 0.5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/Вт.

Результаты расчета величины  $|R|^2$  как функции интенсивности  $W_i$ , падающей на слой ЭМВ при различных углах падения  $\varphi$ , приведены для случая ТМ-поляризации на рис. 5, где сплошные линии соответ-

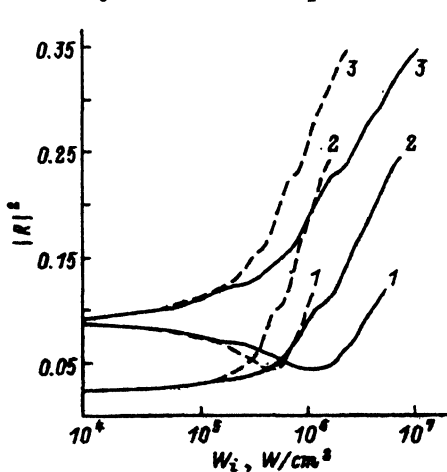


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения  $|R|^2$  от интенсивности падающей волны  $W_i$  в структуре со следующими параметрами:  $\epsilon(\text{GaAs}) = 10.9$ ,  $\epsilon(\text{GaAlAs}) = 8.5$ ,  $\epsilon(\text{Al}) = -9100 + i6100$ ,  $\epsilon(n^{++}\text{-GaAs})$  — нелинейна;  $b = 3$  мкм,  $d = 0.2$  мкм,  $c = 3.5$  мкм,  $q = 300$  Å,  $\lambda = 10.6$  мкм. Значения  $\varphi$ , град: 1 — 34, 2 — 35, 3 — 36.

рассматривают результаты расчета на основе модели с двумя временами релаксации  $\tau_{e1}$  и  $\tau_{e2}$  (уравнение (6)), а пунктирные линии — результаты расчета в пренебрежении вкладом электронов боковых долин в процесс стационарной релаксации энергии электронов (уравнение (2) при  $\tau_e(T_e, T_L) = \tau_{e1}$ ). Видно, что результаты расчетов по обеим моделям практически совпадают при  $W_i \leq 0.2 \text{ МВт/см}^2$ , когда  $n_1 \leq 0.05n_0$ , а расхождение между данными результатами уже весьма значительно при  $W \geq (0.4-0.5) \text{ МВт/см}^2$ , когда  $n_1 \leq 0.1n_0$ . Эти результаты вполне естественны, так как, учитывая, что в используемой модели  $\tau_{e1} \simeq 10\tau_{e2}$ , мы получаем, что в условиях, когда 10% и более от общей концентрации электронов находятся в боковых долинах, эти электроны дают существенный вклад в процесс релаксации энергии, что приводит при той же самой падающей интенсивности  $W$  к уменьшению величины  $T_e$ .<sup>2</sup> Из результатов, показанных на рис. 5, мы видим, что наиболее сильная зависимость коэффициента отражения от интенсивности ЭМВ имеет место в области углов падения  $\varphi$ , где величина  $|R|^2$  минимальна при  $W_i \rightarrow 0$ . Минимум в отражении ЭМВ в этой области связан с возбуждением вытекающей ТМ-моды в волноводе, образованном слоем GaAs с прилегающими слоями  $n^{++}$ -GaAs, GaAlAs и Al. При возбуждении вытекающей ТМ-моды возникает концентрация энергии ЭМВ внутри волновода, что приводит к резкому увеличению поглощения ЭМВ в слое  $n^{++}$ -GaAs, увеличению температуры электронного газа и большому изменению диэлектрической проницаемости слоя, что в свою очередь влияет на величину коэффициента отражения  $|R|^2$ .

Эффект возбуждения вытекающей поляризованной ТМ-моды в области минимума величины  $|R|$  существенно понижает интенсивность ЭМВ, требуемую для заметной модуляции коэффициента отражения. Из рис. 5 видно, что при  $\varphi \simeq 34 \div 37^\circ$  изменение величины  $|R|$  в 2 раза может быть достигнуто при интенсивности  $W_i \simeq 6000 \text{ КВт/см}^2$ . Аналогичные расчеты, проведенные для случая поляризованной ТЕ-моды, показывают, что влияние тонкого резонансного слоя на коэффициент отражения  $R$  здесь более слабое и требуются большие интенсивности ЭМВ для получения заметной модуляции величины  $R$  по сравнению со случаем поляризованной ТМ-моды.

При этом важно, что оптическая нелинейность, связанная с разогревом электронного газа полем ЭМВ, весьма малоинерционна. Динамическое время релаксации в GaAs при высокой концентрации носителей заряда может иметь порядок  $(5 \div 7) \text{ с} [10]$ , что и ограничит снизу длительность импульса ЭМВ, требуемую для модуляции коэффициента отражения.<sup>3</sup>

<sup>2</sup> Эффект влияния междолинных переходов в боковые долины на температуру электронного газа рассматривался в работе [11].

<sup>3</sup> Следует отметить, что хотя вышеприведенные расчеты выполнены в стационарном приближении, что справедливо на временах  $t > \tau_e$ , реально рассмотренная ситуация может быть реализована только в импульсном режиме. При этом наибольший интерес представляет случай коротких импульсов с длительностью, меньшей  $(1 \div 10) \text{ нс}$ , когда за период импульса температура решетки практически не меняется.



Таким образом, рассмотренный тип оптической нелинейности представляет собой пример достаточно сильной и быстрой нелинейности в средней ИК области спектра ЭМВ. По величине и быстродействию данная нелинейность сравнима с нелинейностью, возникающей на внутризонных переходах в InSb [5], и могла бы быть использована для разработки устройств быстрой модуляции электромагнитного излучения. При этом интенсивность электромагнитной волны, требуемая для эффективной модуляции коэффициента отражения от многослойной структуры, может быть существенно снижена в условиях возбуждения вытекающих волноводных мод.

Список литературы

[1] M.B. Pande, S. Dutta Gupta. *Opt. Lett.*, **15**, 944 (1990).  
 [2] M.F. Krol, R.K. Bonek. In: *Technical Digest on Quantum Optoelectronics* (Palm Springs, California, 1993) v. 8, p. 70.  
 [3] E. Rosenberg, P. Bois, J. Nagle, E. Costard, S. Delaitre. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1597 (1989).  
 [4] M.M. Fejer, S.J.B. Loo, R.L. Byer, A. Harwit, J.S. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1041 (1989).  
 [5] Х. Гиббс. *Оптическая бистабильность* (М., Наука, 1988).  
 [6] Е.А. Андроник, Р.И. Енжаков, И.Н. Сисакян, А.В. Шварцбург, А.В. Шепелев. *Квант. электрон.*, **17**, 247 (1990).  
 [7] J. Stiens, R. Vounckx, A. Voronko, G. Shkerdin. *Photonics Switching*, ed. by A. Goncharenko, F. Karpushko, G. Sinitsyn, S. Apanasevich (SPIE, 1992) v. 1807, p. 241.  
 [8] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).  
 [9] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).  
 [10] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **94**, 346 (1988).  
 [11] Kim Dai-sik, P.Y. Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 946 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

**Particular properties of a nonlinear reflection of electromagnetic waves from a multilayer structure which are connected with electron gas heating in a high-doped GaAs layer**

*A.I. Voronko, S.E. Kumekov\*, G.N. Shkerdin,*

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia

\*Djambul Technology Institute, 484030 Djambul, Kazakhstan

A study has been made of how the heating of electron gas in a doped *n*-GaAs layer under the action of the electromagnetic wave affects a nonlinear reflection from a multilayer structure. It has been shown that the electron gas heating in a high doped GaAs layer results in the transition of electrons from the lowest ( $\Gamma$ ) minimum into upper ( $L$ ) minimum and due to that in manifestation of a sufficiently strong and fast optical nonlinearity capable to ensure the pico-second optical modulation or the reflection factor within the  $\sim 10 \mu\text{m}$  wavelength range.