

01; 06.3; 07; 12

© 1993

РАЗОГРЕВНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ВЫРОЖДЕННОМ $GaInAs$

В.И. Толстихин

Разогревная оптическая бистабильность (ОБ) в полупроводниках возникает в условиях, когда наиболее сильный механизм поглощения света имеет пороговый по энергии кванта характер и неэффективен при низкой температуре носителей заряда (НЗ), а его активация излучением обусловлена ростом этой температуры за счет поглощения на более слабых, но беспороговых механизмах [1]. Для спектральной области вблизи края фундаментальной полосы вырожденного полупроводника порог основного (межзонного) поглощения определяется положением уровня Ферми в зоне основных НЗ, имеет тем большую энергию и является тем более резким, чем ниже их температура [2]. Разогрев же носителей заряда за счет относительно слабых внутризонных процессов сдвигает и размывает этот порог, что приводит к росту интенсивности межзонных излучательных переходов и поглощения в целом [3]. Инерция такой разогревной оптической нелинейности определяется временем релаксации эффективной температуры НЗ и может быть очень малой (~ 1 пс), что делает ее весьма привлекательной для использования в быстродействующих системах оптической обработки информации. Цель настоящего сообщения состоит в анализе возникающих в этой связи возможностей построения $GaInAs$ ОБ-элементов, совместимых с источниками излучения в этих системах.

Рассмотрим сначала оптические характеристики вырожденного n - $GaInAs$ в спектральной области края фундаментальной полосы поглощения, примерно совпадающей с уровнем Ферми Φ (отсчитываемым от потолка валентной зоны \mathcal{E}_v). При этом будем полагать, что все донорные примеси ионизованы, а концентрация образовавшихся электронов проводимости N_e (равная концентрации примесей N_i) достаточна велика ($\gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) для их термализации. Тогда состояние электронного газа полностью определяется эффективной температурой T_e и нормированным на нее химическим потенциалом $\xi_c \equiv (\Phi - \mathcal{E}_c)/T_e$ (\mathcal{E}_c - энергия дна зоны проводимости), причем величины T_e , ξ_c , N_e и N_i связаны соотношением квазинейтральности: $N_{Sc}(T_e) \cdot \mathcal{F}_{1/2}(\xi_c) = N_e = N_i$, где N_{Sc} - плотность состояний в s -зоне (закон дисперсии НЗ здесь и далее полагается параболическим), а $\mathcal{F}_{1/2}$ - фермиевский интеграл порядка $1/2$. Оптическое поглощение определяется, как межзонными, так и внутризонными излучательными переходами. Поскольку экситонные состоя-

ния не играют роли для переходов с энергией кванта $\hbar\omega \sim \Phi - \varepsilon_V > \varepsilon_C - \varepsilon_V \equiv \varepsilon_g$, а все примеси предполагаются термически ионизованными, учет первых проведем, исходя из элементарной теории [4] и для коэффициента межзонного поглощения α_{CV} запишем:

$$\alpha_{CV} = A_{CV} \left[\frac{\varepsilon_g}{\hbar\omega} \cdot \left(1 - \frac{\varepsilon_g}{\hbar\omega}\right) \right]^{1/2} \cdot \sum_{i=vh, vl} \left(\frac{\mathcal{M}_{Ci}}{\mathcal{M}_{CV}} \right)^{3/2} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\mathcal{M}_{Ci}}{m_C} \cdot \frac{\hbar\omega - \varepsilon_g}{T_e} - \xi_C\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mathcal{M}_{Ci}}{m_C} \cdot \frac{\hbar\omega - \varepsilon_g}{T_e} - \xi_C\right)}. \quad (1)$$

Здесь A_{CV} — нормирующая константа, пропорциональная квадрату матричного элемента для прямых излучательных переходов; ε_g — эффективная ширина запрещенной зоны, связанная со щелью ε_{g0} в спектре разрешенных состояний при $N_e \rightarrow 0$ соотношением $\varepsilon_g = \varepsilon_{g0} - 1.6 \cdot 10^{-5} \cdot (N_e)^{1/3}$ мэВ · см [5]; \mathcal{M}_{Ci} — приведенная масса электрона (с эффективной массой m_C) и дырки i -й подзоны (с эффективной массой m_{Vi}); $\mathcal{M}_{CV} \equiv \left(\sum_{i=vh, vl} \mathcal{M}_{Ci}^{3/2} \right)^{2/3}$; суммирование всюду

ведется по подзонам тяжелых („vh“) и легких („vl“) дырок. Среди возможных внутризонных процессов, каждый из которых является непрямым и, таким образом, требует участия третьей (помимо электрона и фотона) квазичастицы, основными в рассматриваемых условиях являются излучательные переходы с рассеянием на примеси. Определяемый во втором порядке теории возмущений [4] их вклад в коэффициент внутризонного поглощения α_C представим в виде:

$$\alpha_C = A_{Ci} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\hbar\omega}{\pi T_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_C)} \cdot \int_0^\infty \frac{du \cdot u}{(u + u_S)^{1/2}} \cdot \ln \left\{ \frac{1 + \exp[\xi_C + \gamma - (u + \gamma^2/2)]}{1 + \exp[\xi_C - \gamma - (u + \gamma^2/2)]} \right\}, \quad (2)$$

где $A_{Ci} \propto (N_i \cdot N_e) / (\hbar\omega)^{7/2}$ — нормирующий множитель, пропорциональный произведению квадратов матричных элементов электрон-фотонного и электрон-примесного взаимодействий; $u_S \propto N_e / T_e$ — параметр, учитывающий экранирование кулоновского взаимодействия; $\gamma \equiv \hbar\omega / 2T_e$. В пределе высоких частот и сильного вырождения ($\gamma \gg u_S$; $\gamma \gg \xi_C \gg 1$) (2) сводится к простому соотношению $\alpha_C \approx A_{CV}$. Полный (учитывающий, как межзонные, так и внутризонные процессы) коэффициент поглощения α определяется суммой выражений (1) и (2), т. е. $\alpha = \alpha_{CV} + \alpha_C$. Его спектральная и температурная зависимости, рассчитанные для $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ при использовании параметров зонной структуры и констант взаимодействия,

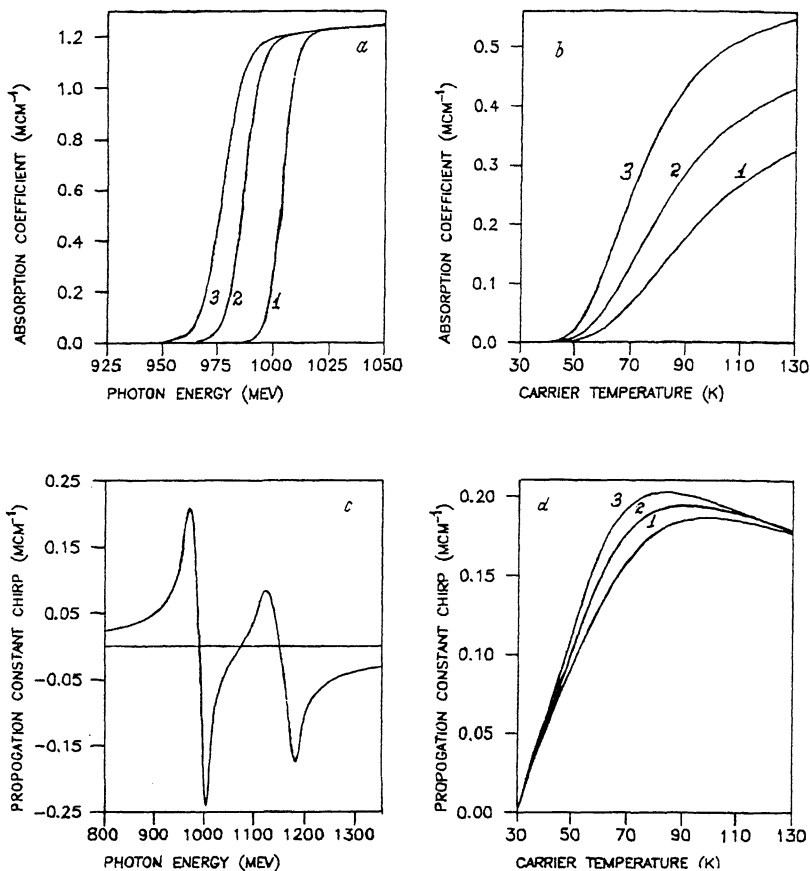


Рис. 1. Оптические характеристики вырожденного $n\text{-Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

вблизи края фундаментальной полосы поглощения. $N_e = N_i = 3.75 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. а) Спектральная зависимость коэффициента поглощения. $T_e = 30 \text{ К}$ (1); 40 К (2); 50 К (3). б) Температурная зависимость коэффициента поглощения. $\hbar\omega = 949 \text{ мэВ}$ ($\lambda = 1307 \text{ нм}$, 1); 954 мэВ ($\lambda = 1300 \text{ нм}$, 2); 959 мэВ ($\lambda = 1293 \text{ нм}$, 3). в) Спектральная зависимость отклонения постоянной распространения от равновесного значения. $T_0 = 30 \text{ К}$; $T_e = 60 \text{ К}$. д) Температурная зависимость отклонения постоянной распространения от равновесного значения. $T_0 = 30 \text{ К}$; $\hbar\omega = 951 \text{ мэВ}$ ($\lambda = 1304 \text{ нм}$, 1); 954 мэВ ($\lambda = 1300 \text{ нм}$, 2); 957 мэВ ($\lambda = 1296 \text{ нм}$, 3).

зайствованных из [5, 6], представлены на рис. 1, а, б) Видно, что для достаточно низких температур НЗ поглощение действительно имеет пороговый по $\hbar\omega$ характер, причем его красная граница смещается в сторону меньших энергий, а коэффициент поглощения для спектральной области $\Phi - \varepsilon_c \geq \hbar\omega - \varepsilon_g \gg T_e$ - нарастает по мере увеличения T_e . Сильная зависимость краевого поглощения от T_e должна приводить к высокой температурной чувствительности индекса рефракции $n(\omega, T_e)$ и постоянной распространения $\beta(\omega, T_e) = (\omega/c) \cdot n(\omega, T_e)$ вырожденного $n\text{-Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ в области края фундаментальной полосы поглощения. Результаты основного на использовании линейного дисперсионного соотношения Крамерса-Кронига (в условиях термализации НЗ оно справедливо при любом уровне возбуждения [7]) расчета величины $\delta\beta(\omega, T_e) = (\omega/c) \cdot [n(\omega, T_e) - n(\omega, T_0)]$, приводимые на рис. 1, с, d) подтверждают этот вывод.

Рассмотрим теперь прохождение света через слой однородного $n\text{-GaInAs}$ толщиной d в пренебрежении фотогенерацией неравновесных НЗ и в предположении, что воздействие излучения на полупроводник проявляется только через изменение эффективной температуры НЗ T_e .¹ Заметим в этой связи, что основные закономерности температурной абсорбционной нелинейности $\alpha = \alpha(T_e)$ в вырожденном узкозонном полупроводнике типа $n\text{-GaInAs}$ - красное смещение края фундаментальной полосы поглощения с ростом T_e и близкая к ступенчатой зависимость $\alpha(T_e)$ - аналогичны (с точностью до замены T_e на Ne) закономерностям концентрационной нелинейности $\alpha = \alpha(Ne)$ в нелегированных широкозонных полупроводниках типа CdS [9]. Продолжения этой аналогии следует, очевидно, ожидать и в условиях возникновения ОБ, для концентрационной нелинейности анализировавшихся в ряде работ [9-13]. В случае же температурной нелинейности такой анализ сводится к исследованию распределения интенсивности излучения по слою полупроводника в условиях оптического разогрева и электронов. Его характер зависит от соотношения между длиной теплопроводности электронного газа l_T (в рассматриваемой ситуации она не превышает 0.1 мкм), величинами α^{-1} и β^{-1} , определяющими масштаб неоднородности излучения, а также толщиной слоя d .

Если поглощение на толщине слоя не мало ($\alpha d \lesssim 1$), а отражение от его границ не велико, то интерференционные эффекты не играют роли и распределение интенсивности излучения $J(z)$ определяется простым уравнением переноса: $dJ/dz = -\alpha \cdot J$ [2]. Вместе с тем, неравенства $l_T \ll d$, α^{-1} позволяют пренебречь теплопроводностью электронов и в стационарном режиме описывать связь между T_e и J уравнением локального баланса энергии: $\alpha^* J = W_p$,

¹Возможность разогрева юй ОБ в GaInAsP при обратных условиях, когда уровень легирования незначителен, а вырождение достигается за счет оптической генерации НЗ, рассматривалась ранее в работе [8].

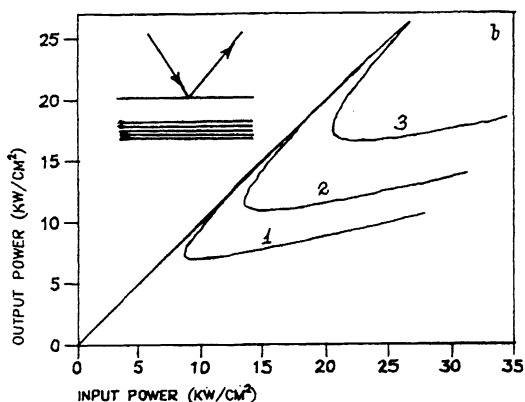
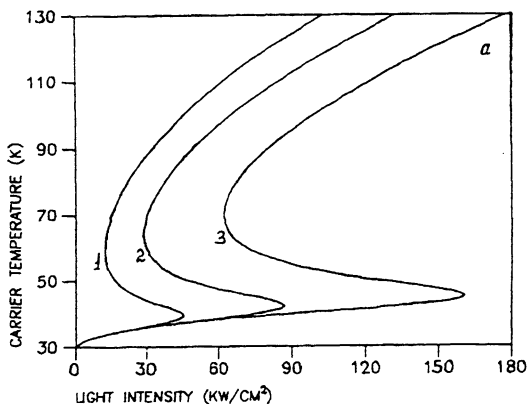


Рис. 2. Характеристики разогретивной оптической бистабильности в вырожденном $n\text{-Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. $T_0=30\text{K}$; $N_e=N_c=3.75\cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$.

а) Зависимость эффективной температуры электронов от интенсивности излучения. $\hbar\omega=949\text{ мэВ}$ (1); 954 мэВ (2); 959 (3).

б) Мощностные передаточные характеристики ОБ-элемента на основе асимметричного резонатора Фабри-Перо. $d=3\text{ мкм}$; $\beta_1=0.3$; $\beta_2=1$; $\hbar\omega=951\text{ мэВ}$ (1); 954 мэВ (2); 957 мэВ (3).

где α^* - эффективный коэффициент поглощения: $\alpha^* = \alpha_c + \alpha_{cv}(\hbar\omega - \varepsilon_g)/\hbar\omega$; W_p - темп релаксации энергии на фононах. При этом распределение эффективной температуры $T_e(z)$ дается уравнением:

$$\int_{T_e(z)}^{T_{in}} \frac{dT}{\alpha(T)} \cdot \frac{d}{dT} \ln \left[\frac{W_p(T)}{\alpha^*(T)} \right] = z,$$

в котором значение T_e на поверхности $T_e(0) \equiv T_{in}$ следует из решения уравнения $W_p(T_{in})/\alpha^*(T_{in}) = J_{in}$, где J_{in} - интенсивность падающего излучения. Интенсивность прошедшего излучения равна $J_{out} = W_p(T_{out})/\alpha^*(T_{out})$, где $T_{out} \equiv T_e(d)$ есть решение (3) для $z=d$. Абсорбционная ОБ, т. е. гистерезис на зависимости $J_{out}(J_{in})$, возникает тогда, когда определяемая локальным уравнением баланса энергии зависимость $T_e(J)$ является многозначной [10]. Результаты расчета этой зависимости для $Ga_{0.47}In_{0.53}As$, использующего описанную в 14 модель релаксации энергии (которая учитывает вырождение электронов, экранирование электрон- $\mathcal{L}O$ -фононного взаимодействия и неравновесность $\mathcal{L}O$ -фононов), представлены на рис. 2, а. Видно, что в определенном интервале параметров эффективная температура НЗ является S -образной функцией интенсивности излучения и, таким образом, мощностная передаточная характеристика $J_{out}(J_{in})$ имеет участок гистерезиса, если $dT_e/dJ < 0$ для $z=d$ [11].

Если поглощение на толщине слоя невелико ($\alpha d \ll 1$), а коэффициент отражения от его поверхностей $\rho_1(z=0)$ и $\rho_2(z=d)$ не слишком малы, то существенную роль играют интерференционные эффекты в нелинейном резонаторе Фабри-Перо, образованном полупроводниковом слоем. Для условий $\alpha d \ll 1 \lesssim \beta L_T \ll \beta d$ распределение эффективной температуры НЗ T_e примерно однородно по слою, а усредненная по его толщине интенсивность излучения J связана со входной интенсивностью J_{in} соотношением [15]:

$$J = J_{in} \cdot \frac{(1-\rho_1) \cdot [\exp(\alpha d/2) + \rho_2 \exp(-\alpha d/2)]}{[\exp(\alpha d/2) - (\rho_1 \rho_2)^{1/2} \exp(-\alpha d/2)]^2 + 4(\rho_1 \rho_2)^{1/2} \sin^2(\beta d)}. \quad (4)$$

Подставляя эту величину в стационарное уравнение баланса энергии $\alpha^* J = W_p$, получаем замкнутое уравнение для температуры электронов, в котором J_{in} фигурирует, как параметр. Разрешая его, найдем α и β в зависимости от J_{in} . При этом для практически наиболее интересного случая асимметричного резонатора, работающего на отражение (см. врезку к рис. 2, б), выходная интенсивность определится, как [15]:

$$J_{out} = J_{in} \cdot \frac{[(\rho_1)^{1/2} \exp(\alpha d/2) - (\rho_2)^{1/2} \exp(-\alpha d/2)]^2 + 4(\rho_1 \rho_2)^{1/2} \sin^2(\beta d)}{[\exp(\alpha d/2) - (\rho_1 \rho_2)^{1/2} \exp(-\alpha d/2)]^2 + 4(\rho_1 \rho_2)^{1/2} \sin^2(\beta d)}. \quad (5)$$

Результаты расчета полученной таким образом мощностной передаточной характеристики $J_{out}(J_{in})$ нелинейного асимметричного

резонатора, в равновесии ($J_{in} \rightarrow 0$) настроенного на пропускание ($S_{in}(\beta d) = 0$), представлены на рис. 2, б. Гистерезисный (N -типа) участок на ней образуется при гораздо меньших, чем в случае чисто абсорбционной ОБ (ср. с рис. 2, а) значениях входной интенсивности. Вместе с тем, условия возникновения ОБ в асимметричном резонаторе не предъявляют чрезмерных дополнительных требований к спектральному составу излучения, поскольку сам механизм рассматриваемой температурной нелинейности является, по сути, спектрально-селективным. Таким образом, именно схема асимметричного резонатора с преимущественно дисперсионной нелинейностью, работающего на отражение, представляется наиболее перспективной для реализации разогретой ОБ в вырожденном $GaInAs$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Грибников З.С., Железняк В.Б. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 785-791.
- [2] Мосст Т., Баррелл Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 431 с.
- [3] Толстихин В.И. // Тез. УП Всес. симпозиума "Плазма и неустойчивости в полупроводниках". Паланга, 1989. Ч. 1. С. 15-17.
- [4] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
- [5] Agrawal G.P., Dutta N.K. Long-wavelength semiconductor lasers. N.Y., 1986. 473 p.
- [6] GaInAsP alloy semiconductors (edited by Pearsall T.P.). N.Y., 1982. 458 p.
- [7] Koch S.W., Peyghambarian N., Gibbs H.M. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 2. P. R1-R11.
- [8] Пишалков Д., Толстихин В.И. // ФТП. 1988. Т. 22. С. 2014.
- [9] Koch S.W., Schmidt H.E., Haug H. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 9. P. 932-934.
- [10] Кочелап В.А., Мельников Л.Ю., Соколов В.Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1167-1169.
- [11] Henneberger F., Rossmann H. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 121. P. 685-693.
- [12] Lindberg M., Koch S.W., Haug H. // Phys. Rev. A. 1986. V. A33. N 1. P. 407-415.
- [13] Кочелап В.А., Соколов В.Н. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1324-1326.
- [14] Толстихин В.И. // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 1-7.
- [15] Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике. М., 1988. 430 с.