

06.3;07

©1994

ПЕРЕФОРМИРОВАНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ МНОГОСЛОЙНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРОЙ С “БЫСТРЫМ” ПОГЛОЩЕНИЕМ

А.С.Шербаков, А.Ю.Косарский

Полупроводниковые гетероструктуры обладают полосой усиления (поглощения) порядка 10^{13} Гц [1] и являются одной из систем, способных к работе с последовательностями сверхкоротких оптических импульсов в реальном масштабе времени. Это обстоятельство представляет большой интерес как в плане исследования динамики сверхкоротких импульсов в таких структурах, так и при создании различных устройств оптической обработки информации. Представленный в данной работе метод переформирования сверхкоротких импульсов основан на аналогии с процессом генерации импульсов в полупроводниковом лазере с насыщающимся поглотителем [2]. Однако вместо N -кратных преотражений в резонаторе лазера случайной флуктуации, развивающейся в импульс, в данном сообщении исследуется прохождение исходно маломощного оптического импульса через последовательность N одинаковых пар слоев, каждая из которых содержит усилитель и поглотитель (см. рис. 1). Кроме того, в отличие от [3] и большого числа последующих работ, здесь рассматривается двухкомпонентная многослойная полупроводниковая структура с “быстрым” поглощением. В этом случае также осуществима пассивная синхронизация мод в режиме “на проход” и можно ожидать на выходе структуры формирования мощного сверхкороткого импульса, параметры которого нечувствительны к вариациям параметров входного маломощного оптического импульса.

В качестве модели для описания процессов в полупроводниковых слоях выберем ансамбль невзаимодействующих друг с другом двухуровневых резонансных систем [4]. Взаимодействие пикосекундных оптических импульсов с такой средой можно считать некогерентным, поскольку характерное время релаксации индуцированной поляризации в полупроводниках не превышает 10^{-13} с [5,6]. Будем рассматривать распространение линейно поляризованных оптических импульсов через полупроводниковый усилитель (по-

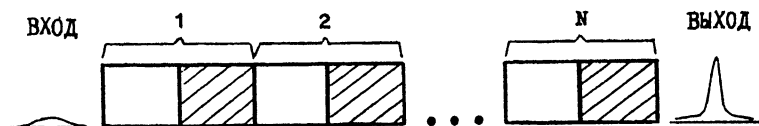


Рис. 1. Многослойная полупроводниковая структура, содержащая области усиления и насыщающегося поглощения (выделены штриховкой).

глутитель) с идеально просветленными торцами. При этом несущую оптическую частоту импульсов считаем равной частоте резонансного перехода двухуровневых систем. Тогда выбранная модель описывается следующими скоростными уравнениями [4,5]:

$$\text{а) } \frac{\partial P}{\partial z} = gP, \quad \text{б) } \frac{\partial g}{\partial \tau} = \frac{\eta_1 - g}{T_1} - \frac{gP}{E_1}; \quad (1)$$

$$\text{а) } \frac{\partial P}{\partial z} = -\kappa P, \quad \text{б) } \frac{\partial \kappa}{\partial \tau} = \frac{\eta_2 - \kappa}{T_2} - \frac{\kappa P}{E_2}; \quad (2)$$

Здесь z и τ — сопровождающая импульс система координат; P — мгновенное значение мощности импульса; g и κ — усиление и поглощение полупроводниковых слоев; η_1 и η_2 — коэффициенты усиления и поглощения слабого сигнала; E_1 и E_2 — энергии насыщения, усиления и поглощения; T_1 и T_2 — времена жизни носителей в усиливающем и поглощающем слое, соответственно ($T_1 \approx 10^{-9}$ с; $T_2 \approx 10^{-12}$ с [7]). Ограничимся следующими временными рамками: $\tau_p \gg T_2$ и $Q\tau_p \ll T_1$, где Q — скважность импульсов с длительностью τ_p . Первое из этих двух неравенств означает, что поглощение κ определяется мгновенным значением мощности импульса P и является “быстрым”. Второе неравенство показывает, что усиление g не успевает отслеживать текущие изменения мощности импульса и реагирует лишь на усредненную за период следования импульсов T величину $\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T P d\tau$, то есть усиление носит квази-линейный характер. В результате двухкомпонентная среда находится практически в установившемся состоянии при прохождении оптическим импульсом каждого отдельного слоя. Поэтому анализ уравнения (1) и (2) может быть проведен в приближении $\frac{\partial g}{\partial \tau} \approx 0$ и $\frac{\partial \kappa}{\partial \tau} \approx 0$, так что получаются следующие соотношения

$$g(\bar{P}) = \eta_1 \left(1 + \bar{P} T_1 E_1^{-1} \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\kappa(P) = \eta_2 \left(1 + P T_2 E_2^{-1} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Для исследования процесса переформирования пикосекундных импульсов в ждущем режиме пассивной синхронизации мод многослойной полупроводниковой структурой, см. рис. 1, воспользуемся двумя следующими алгоритмами. Первый из них соответствует случаю установившейся бегущей волны при $N \rightarrow \infty$. В этом случае амплитуда импульса $A(\tau) = \sqrt{P(\tau)}$ может быть, как и в [6], описана операторным уравнением вида

$$\left[\hat{G}_1 - \hat{G}_2 - \hat{L} \right] A(\tau) = 0, \quad (5)$$

где с учетом (3) и (4) имеем $\hat{G}_1 = \frac{l_1}{2} g(\bar{P})$ и $\hat{G}_2 = \frac{l_2}{2} \kappa(P)$ (здесь l_1 и l_2 — толщины соответствующих слоев), а $\hat{L} = \alpha \left(1 - \omega_S^{-2} \frac{d^2}{d\tau^2} \right)$ — оператор, учитывающий внутренние потери и спектральную селекцию в эффективной полосе частот ω_S ; α — коэффициент потерь. Решение уравнения (5) может быть найдено в виде

$$A_\infty(\tau) = \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty}{2\tau_\infty}} \operatorname{sech} \left(\frac{\tau}{\tau_\infty} \right), \quad (6)$$

где ε_∞ и τ_∞ — энергия и длительность импульса на выходе структуры в установившемся режиме. При наперед заданных значениях ε_∞ и τ_∞ этот алгоритм дает возможность определить требуемые для формирования импульса вида (6) параметры слоев полупроводниковой структуры, а именно: коэффициенты η_1 и η_2 ; толщины l_1 и l_2 ; полосу частот ω_S и допустимый уровень потерь α .

Второй алгоритм позволяет изучать динамику переформирования импульса переходя от слоя к слою и определить практически приемлемое число слоев, обеспечивающее стабилизацию параметров импульса на выходе многослойной структуры. Для этой цели используется итерационная процедура:

$$A_i(\tau) = \left[\hat{G}_1 - \hat{G}_2 - \hat{L} + 1 \right] A_{i-1}(\tau), \quad (7)$$

где i — номер слоя ($i = 1, 2, \dots, N$). В качестве $A_0(\tau)$ следует использовать огибающую маломощного входного оптического импульса.

Результаты численного эксперимента по формированию пикосекундного импульса с sech -образной огибающей вида (6) с использованием алгоритмов (5) и (7) представлены на рис. 2,а. Параметры входного и выходного импульсов составили: $\varepsilon_0 = 0.4$ пДж, $\tau_0 = 8.0$ пс и $\varepsilon_\infty = 1.1$ пДж,

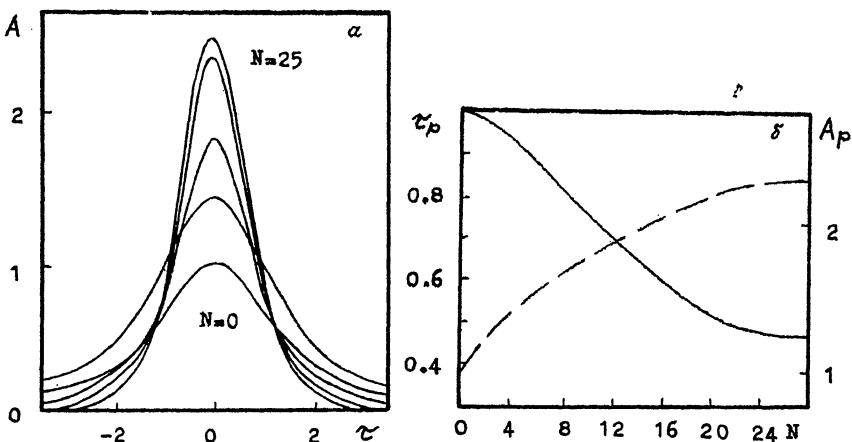


Рис. 2. Результаты численного эксперимента (в относительных единицах):

a — эволюция огибающей *sech*-образного импульса по мере прохождения 25-слойной структуры; *b* — динамика изменения пиковой амплитуды A_p (штриховая линия) и длительности импульса τ_p (сплошная линия).

$\tau_\infty = 3.2$ пс. Процесс переформирования обеспечивается многослойной структурой со следующими параметрами слоев: $\eta_1 l_1 = 4.0$, $\eta_2 l_2 = 1.6$, $\alpha = 0.6$, $\omega_S = 1.0$ ТГц. На рис. 2, б отображена динамика изменения амплитуды и длительности входного импульса в процессе переформирования. Видно, что стабилизация параметров выходного импульса обеспечивается в 25-слойной полупроводниковой структуре.

Проведенный выше анализ эволюции сверхкороткого оптического импульса с *sech*-образной огибающей без внутренней частотной модуляции в одной многослойной полупроводниковой структуре (случай I) может быть отнесен к эволюции оптического импульса с тем же профилем огибающей, но с другими энергией и длительностью, в другой многослойной структуре (случай II). Такого рода масштабирование возможно вследствие инвариантности операторных уравнений (5) и (7) относительно представленного в таблице преобразования с масштабными коэффициентами *a* и *b*.

Таблица

Случай I	ε_i	τ_i	ω_S	α	$\eta_1 l_1$	$\eta_2 l_2$	$\frac{E_1}{T_1}$	$\frac{E_2}{T_2}$
Случай II	$a\varepsilon_i$	$b\tau_i$	$\frac{\omega_S}{b}$	$\alpha\sqrt{\frac{b}{a}}$	$\eta_1 l_1 \sqrt{\frac{b}{a}}$	$\eta_2 l_2 \sqrt{\frac{b}{a}}$	$\frac{aE_1}{bT_1}$	$\frac{aE_2}{bT_2}$

При масштабировании на коэффициенты *a* и *b* должны быть, конечно, наложены естественные физические ограничения, отражающие условия применимости использованного выше метода анализа.

Таким образом, показано, что двухкомпонентная полупроводниковая многослойная среда с "быстрым" поглощением способна в реальном масштабе времени осуществлять управляемое переформирование пикосекундных оптических импульсов без внутренней частотной модуляции, следующих с высокой частотой повторения. При этом параметры выходных импульсов определяются прежде всего характеристиками полупроводниковой многослойной структуры, так что имеет место эффект стабилизации параметров. Последнее обстоятельство представляется полезным для создания сосредоточенных регенераторов символьных импульсов для оптических высокоскоростных информационных систем. Представленная работа выполнена при поддержке Фонда Дж.Сороса.

Список литературы

- [1] *Yamamoto Y., Mukai T.* // Opt. Quantum Electron. 1989. V. 21. P. S1-S14.
- [2] *Алферов Ж.И., Журавлев А.Б., Портной Е.Л., Стельмах Н.М.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 12. В. 18. С. 1093-1098.
- [3] *Jinno M., Matsumoto T.* // Electron. Lett. 1989. V. 25. N 20. P. 1332-1333.
- [4] *Agrawal G.P., Olsson N.A.* // IEEE Journ. of Quantum Electron. 1989. V. QE-25. N 11. P. 2297-2306.
- [5] *Крюков П.Г., Летохов В.С.* // УФН. 1969. Т. 99. В. 2. С. 170-227.
- [6] *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры.* / Под ред. У. Тсанга. М., 1990. 320 с.
- [7] *Журавлев А.Б., Марущак В.А., Портной Е.Л., Стельмах Н.М., Тутков А.Н.* // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 353-354.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
8 сентября 1994 г.