

Анализ характеристик импульса при модуляции усиления в низкоразмерных полупроводниковых лазерах с использованием модели ABC*

Сюйминь Бао, Юэцин Лю, Гоэнь Вэн, Сяобо Ху, Шаоцян Чень

Проведено численное моделирование динамики модуляции усиления в низкоразмерных полупроводниковых лазерах с применением модели двумерных скоростных уравнений. Использовалась модель ABC, в которой скорость рекомбинации носителей описывается функцией плотности носителей, зависящей от коэффициента рекомбинации Шокли–Рида–Холла A , коэффициента спонтанной эмиссии B и коэффициента оже-рекомбинации C . Проанализировано влияние параметров A , B и C на импульсные характеристики лазера при высокой плотности импульсного возбуждения. Обнаружено, что в то время как изменение параметра A почти не оказывает заметного влияния, влияние изменения параметров B и C совершенно различно: величина B существенно влияет на время задержки импульса, полученного при модуляции усиления, а величина C – на его интенсивность.

Ключевые слова: скоростные уравнения, модуляция усиления, оже-рекомбинация, полупроводниковый лазер.

1. Введение

Компактные стабильные дешевые полупроводниковые лазеры, генерирующие короткие импульсы, имеют широкую область применений: в лазерных системах, при оптических измерениях, в LiFi-системах [1, 2], для интегральной оптики и оптической памяти [3–5]. Достоинствами низкоразмерных полупроводниковых лазеров на квантовых ямах и квантовых точках являются низкий порог генерации и управляемая длина волны излучения [6–9], а короткоимпульсные полупроводниковые лазеры, работающие в режиме модуляции усиления, имеют низкую стоимость и перестраиваемую рабочую частоту [10–12]. Хотя техника модуляции усиления исследовалась в ряде работ [13–16], ее применение в реальных приложениях до сих пор развито недостаточно из-за низкой мощности выходного излучения и большой длительности импульса (несколько десятков пикосекунд) [11, 17]. Для использования в прикладных областях полупроводниковые лазеры с модуляцией усиления должны генерировать короткие импульсы с высокой мощностью и малой длительностью, что обычно достигается при высокой плотности импульсного тока инжекции [14, 18, 19] или при импульсной оптической накачке [15, 16, 20].

Процессы рекомбинации носителей заряда существенно влияют на оптические свойства материалов и приборов оптоэлектроники. Так, для светоизлучающих диодов на основе GaInN/GaN внешний механизм снижения квантовой эффективности скорее всего связан не с концентрацией дислокаций, а с процессами оже-рекомбинации

[21, 22]. Установлено, что оже-рекомбинация может сильно увеличивать пороговый ток и ограничивать эффективность преобразования мощности в мощных лазерах на основе GaN [23]. Для того чтобы понять механизмы генерации и, следовательно, улучшить рабочие характеристики мощных полупроводниковых лазеров, очень важно исследовать влияние процессов рекомбинации носителей на процессы генерации в полупроводниковых лазерах с высокой выходной мощностью.

Ранее мы построили модель двумерного полупроводникового лазера на основе скоростных уравнений, учитывающих эффект насыщения усиления, которая предназначена для расчета и анализа свойств полупроводниковых лазеров при модуляции усиления [20, 24]. Практическая ценность модели была убедительно подтверждена успешным проектированием и созданием полупроводниковых лазеров с модуляцией усиления, генерирующих короткие импульсы длительностью 2 пс [16, 20]. В данной модели предполагается, что в процессе модуляции усиления время жизни носителей постоянно, а раздельное влияние параметра A – коэффициента рекомбинации Шокли–Рида–Холла, параметра B – коэффициента спонтанной эмиссии и коэффициента оже-рекомбинации C в зависимости от концентрации носителей не учитывается.

В настоящей работе для исследования влияния параметров A , B и C на динамику генерации импульсов в низкоразмерных полупроводниковых лазерах с модуляцией усиления при высокой плотности возбуждения мы модифицировали одномерные скоростные уравнения с учетом эффектов, описываемых моделью ABC. Затем был проведен анализ характеристик модуляции усиления для полупроводниковых лазеров с различными параметрами A , B и C . Показано, что на время задержки, интенсивность и полную ширину на уровне половины максимума выходных импульсов при модуляции усиления значительно влияют коэффициенты спонтанного излучения B и оже-рекомбинации C . Представлена также временная эволюция концентраций фотонов и носителей при различных значениях параметров A , B и C для более глубокого понимания влияния последних.

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

Xumin Bao, Yuejun Liu, Guoen Weng, Xiaobo Hu, Shaoqiang Chen.
Department of Electronic and Engineering, East China Normal University, 500 Dongchuan Road, Shanghai 200241, China;
e-mail: sqchen@ee.ecnu.edu.cn

Поступила в редакцию 5 марта 2017 г., после доработки – 12 июля 2017 г.

2. Описание модели

Для моделирования мы использовали следующие скоростные уравнения, содержащие параметры A , B и C [24, 25]:

$$\frac{dn^{2D}}{dt} = n_{\text{pump}}^{2D}\xi(t) - \frac{\Gamma}{m}v_g g \frac{s^{2D}}{1 + \epsilon s^{2D}} - A_{2D}n^{2D} - B_{2D}(n^{2D})^2 - C_{2D}(n^{2D})^3, \quad (1)$$

$$\frac{ds^{2D}}{dt} = \Gamma v_g g \frac{s^{2D}}{1 + \epsilon s^{2D}} - \frac{s^{2D}}{\tau_p} + m\beta B_{2D}(n^{2D})^2, \quad (2)$$

$$g(g_s, g_0, n_0^{2D}) = g_0(n^{2D} - n_0^{2D}) \left[1 + \frac{g_0(n^{2D} - n_0^{2D})}{g_s} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где s^{2D} – двумерная концентрация фотонов во всех активных слоях; n^{2D} – двумерная концентрация носителей на один активный слой; n_{pump}^{2D} – проинтегрированная по времени концентрация инжектированных зарядов на один активный слой; $\xi(t)$ – нормированный временной профиль импульса накачки; m – номер активного слоя; Γ – фактор ограничения; v_g – групповая скорость; $g(g_s, g_0, n_0^{2D})$ – модельная зависимость нелинейного усиления материала, заданная как функция усиления насыщения g_s , дифференциального коэффициента усиления g_0 и начальной концентрации носителей n_0^{2D} ; τ_p – время жизни фотона; ϵ – фактор компрессии усиления; β – постоянная взаимодействия для спонтанного излучения.

При численном моделировании мы использовали следующие параметры: $n_0^{2D} = 0.7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_{\text{pump}}^{2D} = 2.94 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$,

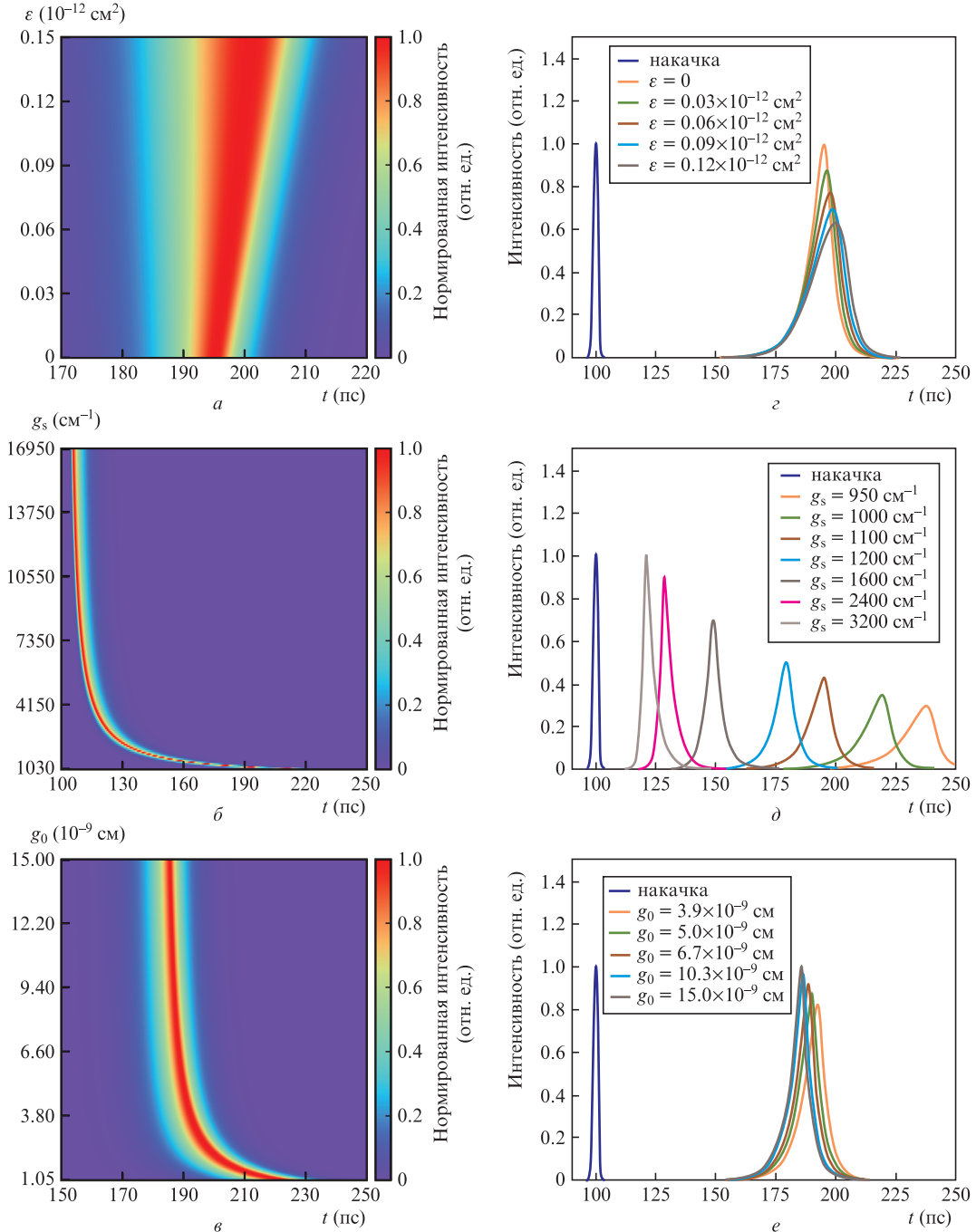


Рис. 1. Временная эволюция нормированной концентрации фотонов (а–в) и форма импульса на выходе при различных параметрах (z–e). Цветные варианты рис. 1–5 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Табл.1. Значения и область изменения параметров моделирования.

Параметр	Область его изменения
$\varepsilon = 0$	$(0-0.15) \times 10^{-12} \text{ см}^2$
$g_s = 1100 \text{ см}^{-1}$	$1030-16950 \text{ см}^{-1}$
$g_0 = 3 \times 10^{-9} \text{ см}$	$(1-15) \times 10^{-9} \text{ см}$
$A = 4.5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$	10^6-10^7 с^{-1}
$B = 2.31 \times 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$	$10^{-7}-10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$
$C = 7.3 \times 10^{-18} \text{ см}^4/\text{с}$	$10^{-23}-10^{-17} \text{ см}^4/\text{с}$

что в 10 раз превышает пороговое значение, $\tau_p = 3.7 \text{ пс}$, $v_g = 8.57 \times 10^{-3} \text{ см/пс}$ и $\beta = 5.0 \times 10^{-5}$. Для источника накачки в качестве $\xi(t)$ была выбрана гауссова функция с длительностью импульса 2 пс. Переменные варьировались в фиксированных диапазонах, приведенных в табл.1, для

выяснения их влияния на характеристики импульса, генерируемого в режиме модуляции усиления [21, 24, 26–29].

3. Результаты и их обсуждение

Сначала исследовалось влияние параметров ε , g_s , g_0 , A , B и C на генерацию импульсов при модуляции усиления. На рис.1,а,б и в представлена двумерная временная эволюция концентрации фотонов при непрерывно меняющихся ε , g_s и g_0 , а на рис.1,г,д и е – форма выходного импульса при различных значениях ε , g_s и g_0 , соответствующих рис.1,а,б и в. Рисунок 1,а показывает, что ε почти не влияет на время задержки импульса, а влияет в основном на его длительность за счет изменения формы импульса в области спада, точнее за счет модуляции части импульса с высокой концентрацией фотонов (пика

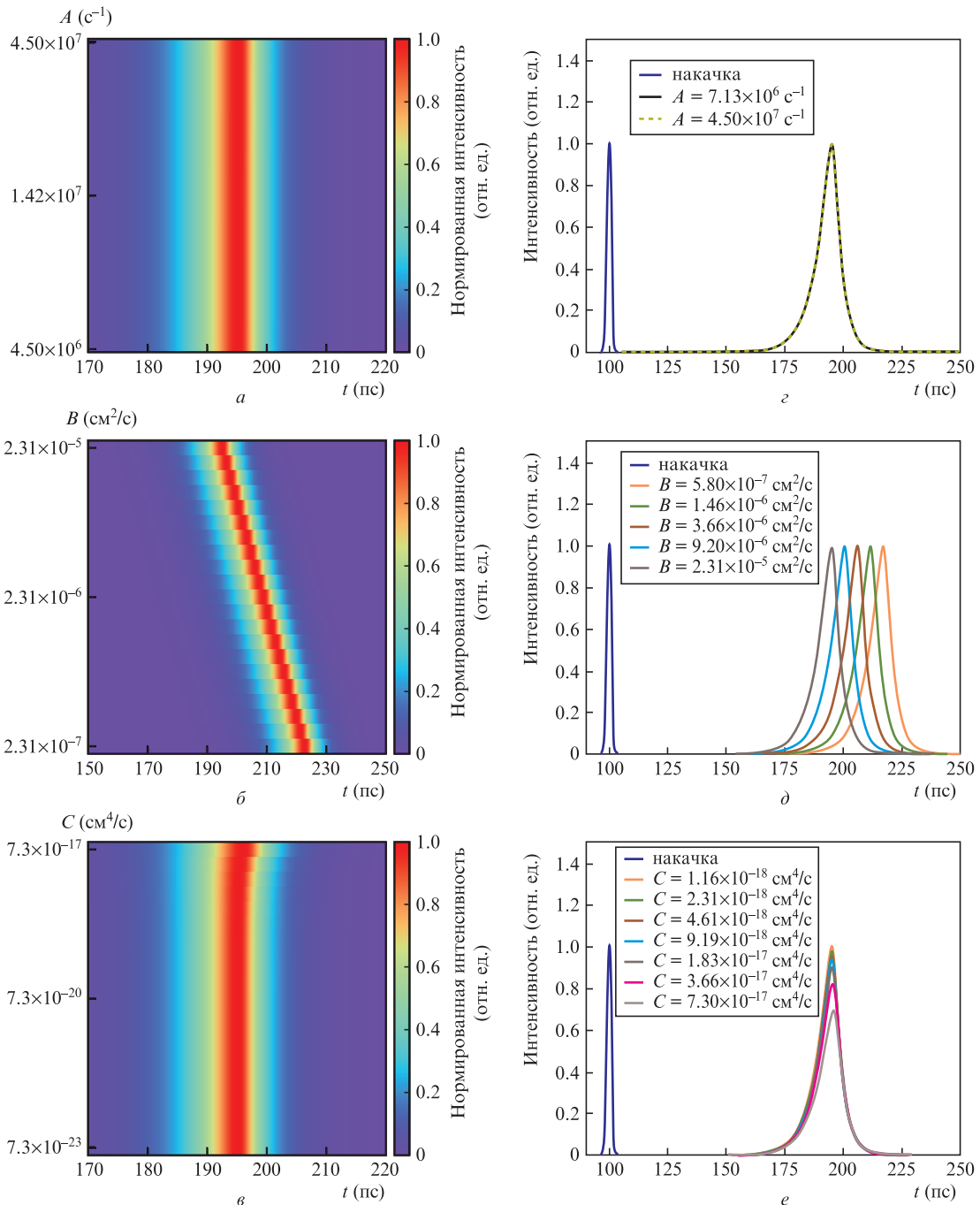


Рис.2. Временная эволюция нормированной концентрации фотонов (а–в) и форма импульса на выходе при различных параметрах (г–е).

импульса), как это видно из рис.1,з. Рисунок 1,б демонстрирует, что g_s оказывает значительное влияние на время задержки в области его больших значений. Из рис.1,д видно, что g_s влияет не только на время задержки, но и на время нарастания импульса, а именно передний фронт импульса становится круче с увеличением g_s . Рисунки 1,в и е показывают, что форма импульса может изменяться также при изменении g_0 , но не столь сильно как при изменении g_s . Из сравнения рис.1,д и е видно, что длительность импульса может значительно изменяться, однако это трудно сделать, варьируя g_0 при фиксированном g_s . Данные результаты хорошо согласуются с результатами работы [24], где рассматривались эффекты насыщения и среднее время жизни носителей.

На рис.2,а,б и в представлена двумерная временная эволюция концентрации фотонов при непрерывном изменении параметров A , B и C , а на рис.2,г,д и е – форма выходного импульса при различных значениях A , B и C . Как следует из рис.2,а и г, параметр A слабо влияет на интенсивность и характеристики импульсов. Из рис.2,б и д видно, что время задержки импульса растет с ростом параметра B , а интенсивность и длительность импульса остаются при этом почти неизменными. Напротив, рис.2,в и е демонстрируют, что параметр C значительно влияет на интенсивность импульса, но почти не влияет на время его задержки и длительность. Таким образом, грубо оценивая роль параметров A , B и C , можно сказать, что A почти не влияет на время задержки импульса, его ширину и ин-

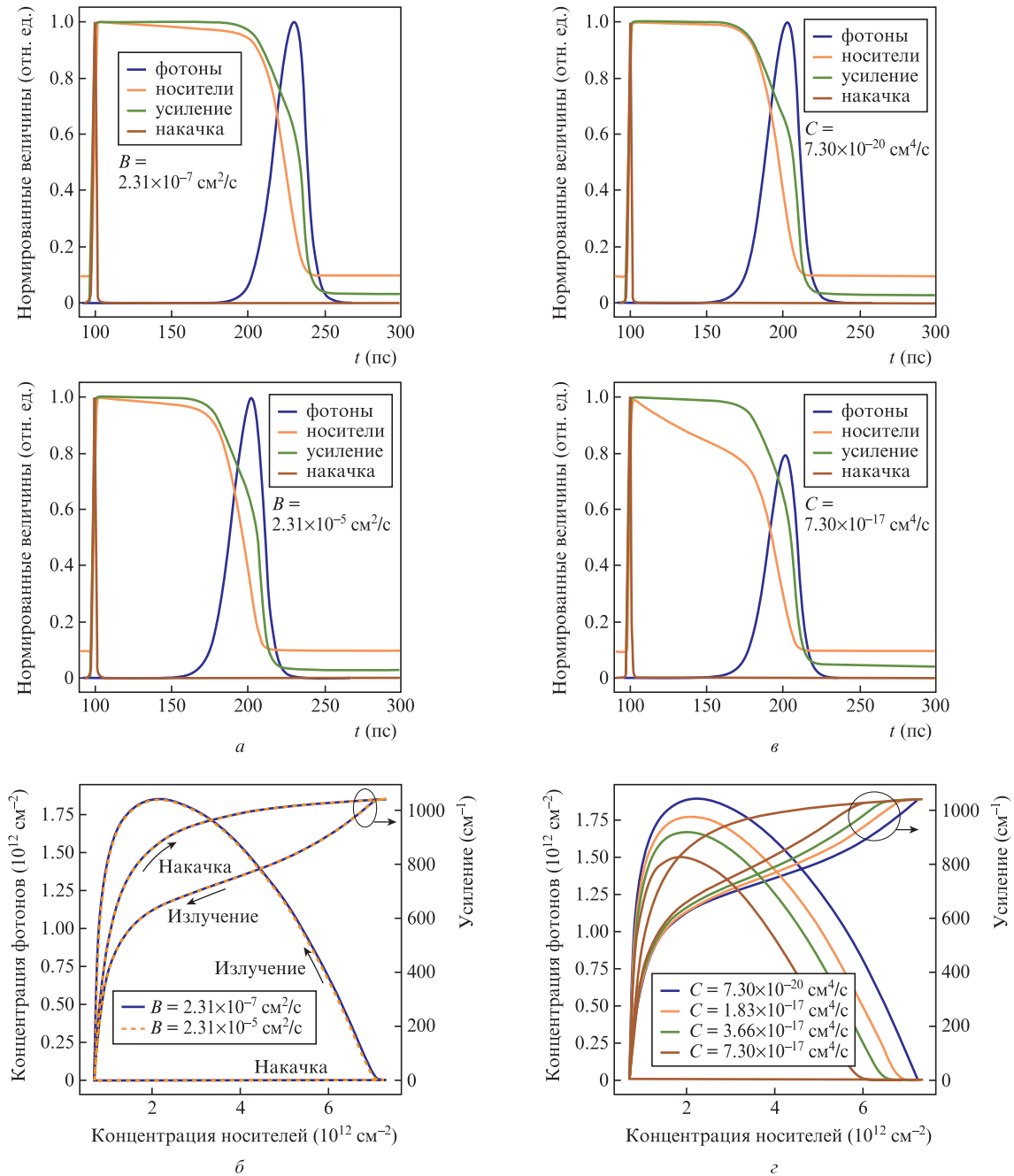


Рис.3. Типичная эволюция концентрации носителей (желтые кривые), усиления среды (зеленые кривые) и концентрации фотонов (голубые кривые) в процессе генерации после воздействия двухмикросекундного импульса накачки (а, е), а также зависимости усиления среды и концентрации фотонов от концентрации носителей при различных значениях B и C (б, з). Параметры расчета: $g_0 = 3 \times 10^{-9} \text{ см}$, $g_s = 1100 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon = 0.2 \times 10^{-12} \text{ см}^2$, $A = 4.5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, а также $C = 7.3 \times 10^{-18} \text{ см}^4/\text{с}$ (а) и $B = 2.31 \times 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ (е).

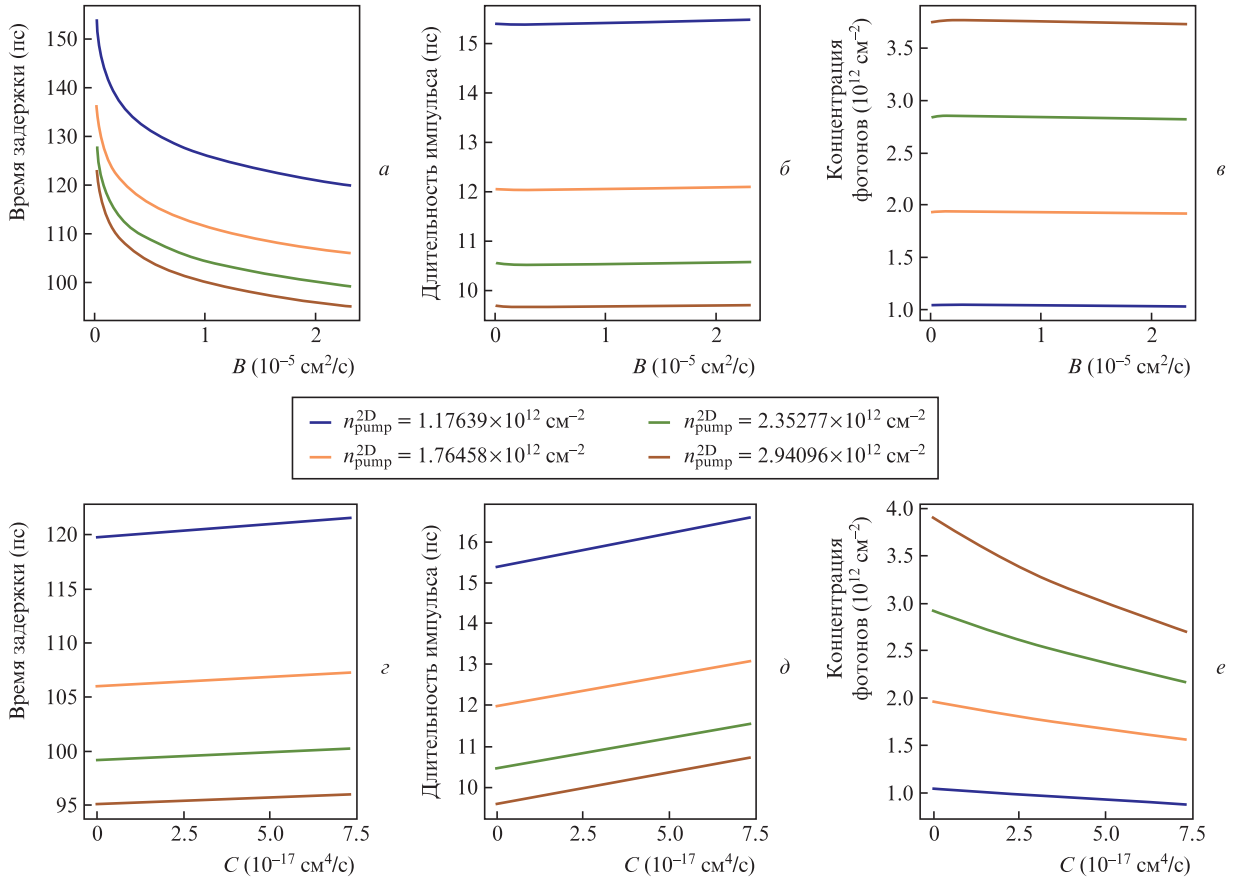


Рис.4. Зависимости времени задержки, длительности импульса и его интенсивности от параметров B и C при различных n_{pump}^{2D} .

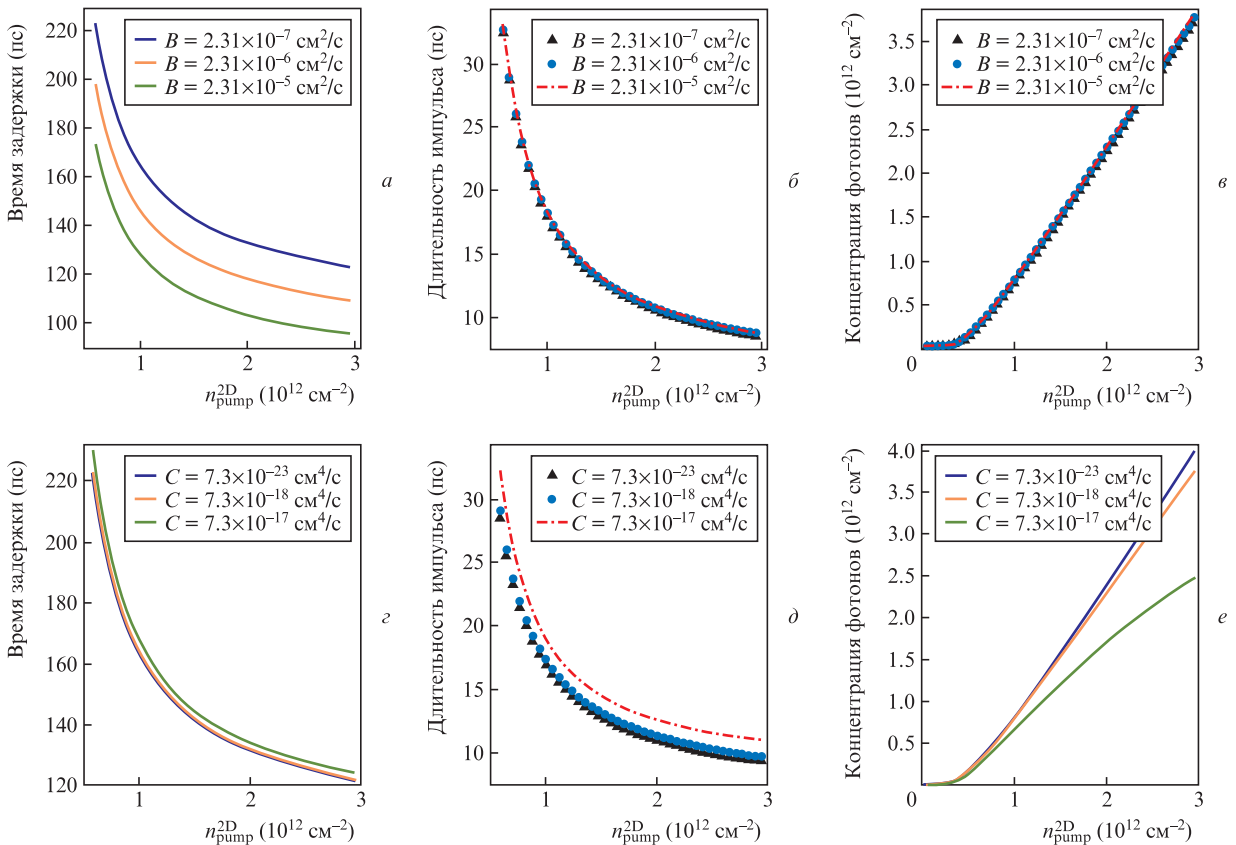


Рис.5. Зависимости времени задержки выходного импульса, его длительности и интенсивности от параметра n_{pump}^{2D} при различных B и C .

тенсивность, а B и C могут сильно влиять на время задержки и интенсивность импульса соответственно. Влияние B и C существенно различно.

Для более глубокого понимания влияния параметров B и C на динамику модуляции усиления были проанализированы временные зависимости концентраций носителей и фотонов, а также усиления. На рис.3 показана типичная временная эволюция концентрации носителей, усиления среды и концентрации фотонов в течение цикла генерации импульса при модуляции усиления с различными значениями B и C . Из рис.3,а и в видно, что после воздействия двухпикосекундного импульса накачки концентрация носителей плавно уменьшается до начала процесса генерации импульса. Это явление обусловлено как радиационной, так и безызлучательной рекомбинацией. В модели ABC дифференциальное время жизни носителей τ_{diff} дается выражением $1/\tau_{\text{diff}} = A + 2Bn + 3Cn^2$. Оно показывает, что при больших концентрациях носителей эффект оже-рекомбинации становится более значительным, а время их жизни уменьшается, так что при больших значениях C снижение концентрации носителей происходит быстрее, что приводит к уменьшению пиковой интенсивности импульса (см. рис.3,б). Рисунок 3,а демонстрирует, что увеличение B не оказывает явного влияния на спад концентрации носителей, но может вызывать уменьшение времени задержки генерации импульса. Этот результат можно понять так: при больших значениях параметра B начальная концентрация фотонов, генерируемых при спонтанной эмиссии, выше, и скорость генерации фотонов сравнительно высока, так что процесс вынужденного излучения начинается раньше. Рассмотрим, однако, приведенные на рис.3,б и г зависимости концентрации фотонов и усиления от концентрации носителей. На рис.3,б кривые совпадают даже при сильно различающихся значениях B , т.е. этот параметр слабо влияет на динамику модуляции усиления и интенсивность генерируемого импульса. Напротив, рис.3,в показывает, что увеличение параметра C явно влияет на динамику модуляции усиления: с ростом C концентрация носителей уменьшается, снижается оптическое усиление и, как следствие, уменьшается пиковая интенсивность импульса.

Более подробный анализ временных характеристик представлен на рис.4 и 5. На рис.4,а–в и 5,а–в наглядно показано, что параметр B влияет только на время задержки и не оказывает заметного влияния на зависимости длительности импульса и концентрации фотонов от концентрации носителей заряда. Из рис.4,г–е и 5,г–е ясно видно, что параметр C главным образом влияет на выходную мощность импульсов и не оказывает значительного влияния на зависимости времени задержки и длительности импульса от концентрации носителей заряда. Это явление объясняется тем, что рост интенсивности спонтанного излучения увеличивает начальную концентрацию фотонов, а влияние оже-рекомбинации на время жизни носителей описывается членом третьего порядка. Из рис.5,е и 2,е также видно, что влияние параметра C со значением менее 10^{-18} см⁴/с несущественно. Таким образом, при изготовлении полупроводниковых лазеров для генерации в режиме модуляции усиления полезно поддерживать параметр C , меньшим 10^{-18} см⁴/с.

4. Заключение

Итак, мы исследовали влияние коэффициентов рекомбинации носителей на характеристики генерации ко-

ротких импульсов при модуляции усиления в низкоразмерных полупроводниковых лазерах с использованием скоростных уравнений, включающих в себя модель ABC . Результаты показали, что коэффициент радиационной рекомбинации B сильно влияет на время задержки импульса генерации при модуляции усиления, тогда как коэффициент оже-рекомбинации C – на интенсивность импульса. Для получения ультракоротких оптических импульсов с высокой пиковой мощностью при проектировании и изготовлении полупроводникового лазера для сверхбыстрой модуляции усиления желательно подавлять оже-рекомбинацию так, чтобы ее коэффициент стал меньше 10^{-18} см⁴/с, и увеличивать коэффициент усиления насыщения до значений свыше 10^4 см⁻¹.

1. Haas H., Yin L., Wang Y., Chen C. *J. Lightwave Technol.*, **34**, 1533 (2016).
2. Tsonev D., Videv S., Haas H. *Opt. Express*, **23**, 1627 (2015).
3. Walker E., Dvornikov A., Coblentz K., Rentzepis P. *Appl. Opt.*, **47**, 4133 (2008).
4. Anscombe N. *Nat. Photonics*, **2**, 393 (2008).
5. Tashiro S., Takemoto Y., Yamatsu H., Miura T., Fujita G., Iwamura T., Ueda D., Uchiyama H., Yun K., Kuramoto M., Miyajima T., Ikeda M., Yokoyama H. *Appl. Phys. Express*, **3**, 102501 (2010).
6. Oka A., Shinoda K., Uomi K., Oishi A., Tsuchiya T., Komori M. *Electron. Lett.*, **30**, 2037 (1994).
7. Huang C.-C., Lin C.-F. *Proc. SPIE*, **5365**, 21 (2004).
8. Kwon O.K., Kim K.H., Sim E.D., Kim J.H., Kim H.S., Oh K.R. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **17**, 537 (2005).
9. Alharthi S.S., Clarke E., Henning I.D., Adams M.J. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **27**, 1489 (2015).
10. Liu H.-F., Fukazawa M., Kawai Y., Kamiya T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1417 (1989).
11. Räikkönen E., Kaivola M., Buchter S.C. *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.*, **1**, 06012 (2006).
12. Chuah C.W., Xu B., Tan T.S., Xiang N., Chong T.C. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **19**, 70 (2007).
13. Lau K.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 257 (1988).
14. Chen S., Sato A., Ito T., Yoshita M., Akiyama H., Yokoyama H. *Opt. Express*, **20**, 24843 (2012).
15. Chen S., Okano M., Zhang B., Yoshita M., Akiyama H., Kanemitsu Y. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 191108 (2012).
16. Asahara A., Chen S., Ito T., Yoshita M., Liu W., Zhang B., Suemoto T., Akiyama H. *Sci. Rep.*, **4**, 6401 (2014).
17. Marinelli C., Khrushchev I.Y., Rorison J.M., Penty R.V., White I.H., Kaneko Y., Watanabe S., Yamada N., Takeuchi T., Amano H., Akasaki I., Hasnain G., Schneider R., Wang S.Y., Tan M.R.T. *Electron. Lett.*, **36**, 83 (2000).
18. Kono S., Oki T., Miyajima T., Ikeda M., Yokoyama H. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 131113 (2008).
19. Oki T., Kono S., Kuramoto M., Ikeda M., Yokoyama H. *Appl. Phys. Express*, **2**, 032101 (2009).
20. Chen S., Ito T., Asahara A., Yoshita M., Liu W., Zhang J., Zhang B., Suemoto T., Akiyama H. *Sci. Rep.*, **4**, 7888 (2014).
21. Shen Y.C., Mueller G.O., Watanabe S., Gardner N.F., Munkholm A., Krames M.R. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141101 (2007).
22. David A., Grundmann M.J. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 103504 (2010).
23. Piprek J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **53**, 1 (2016).
24. Chen S., Yoshita M., Ito T., Mochizuki T., Akiyama H., Yokoyama H., Kamide K., Ogawa T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **51**, 098001 (2012).
25. Piprek J., Römer F., Witzigmann B. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 101101 (2015).
26. Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **35**, 1117 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 1117 (2005)].
27. Williams K.W., Monahan N.R., Koleske D.D., Crawford M.H., Zhu X.-Y. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 141105 (2016).
28. Dai Q., Shan Q., Cho J., Schubert E.F., Crawford M.H., Koleske D.D., Kim M.-H., Park Y. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 33506 (2011).
29. Nippert F., Karpov S., Pietzonka I., Galler B., Wilm A., Kure T., Nenstiel C., Callsen G., Straßburg M., Lugauer H.-J., Hoffmann A. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 05FJ01(2016).