

06.2; 07

© 1991

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖИМА МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С БЫСТРЫМ НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Е.А. Аврутин, Е.Л. Портной,
А.В. Челноков

Известно, что полупроводниковые лазеры (ПЛ) с пассивной областью (насыщающимся поглотителем) в резонаторе, работающие в режиме пассивной модуляции добротности, могут служить источниками оптических импульсов пикосекундного диапазона [1]. Импульсы длительностью 10^{-12} – 10^{-11} с с частотой повторения более 10 ГГц были получены в работах [2–3], в которых исследовались ПЛ с насыщающимся поглотителем, полученным глубокой имплантацией тяжелых ионов. В таких же лазерах наблюдался также переход от модуляции добротности к режиму пассивной синхронизации мод в лазере с собственным резонатором, дающему импульсы субпикосекундной длительности с частотой повторения ~ 200 ГГц [4]. По-видимому, большую роль в обоих случаях играет весьма малое (вплоть до единиц пикосекунд) время релаксации насыщающегося поглотителя, равное времени безызлучательной рекомбинации τ_2 в имплантированной области активного слоя ПЛ. Для правильной интерпретации результатов измерений и, возможно, оптимизации параметров прибора необходимо проанализировать особенности автомодуляционного режима (условия наличия пульсаций, достижимые длительности импульсов и частоты повторения) в ПЛ, монолитно интегрированных с насыщающимся поглотителем с малым τ_2 . Эта задача решалась ранее в ряде работ (см., например, [3, 5]). Настоящая работа посвящена учету в анализе эффектов нелинейного усиления, то есть зависимости коэффициента усиления лазерной моды от мощности света при фиксированной полной концентрации носителей. К настоящему времени известен целый ряд эффектов, приводящих к такой зависимости: выгорание спектрального [6] и пространственного [7–8] провалов, динамический разогрев носителей светом [9–11], нелинейная дисперсия [12] и т.д. Известно [12, 13], что в случае односекционных (без насыщающегося поглотителя) ПЛ эти эффекты весьма существенно влияют на динамику излучения, подавляя релаксационные колебания.

Для анализа воспользуемся системой феноменологических скоростных уравнений, описывающих временную эволюцию концентрации

неравновесных носителей заряда в усиливающей секции активного слоя лазера (n_1) и в насыщающемся поглотителе (n_2), а также мощности лазерного излучения, измеряемой в единицах концентрации фотонов S :

$$dn_1/dt = \eta_1 j / ed - n_1 / \tau_1(n) - v_g g_1(n_1, S) S, \quad (1)$$

$$dn_2/dt = \eta_2 j / ed - n_2 / \tau_2 + v_g d_2(n_2) S, \quad (2)$$

$$dS/dt = \beta_{sp} B n_1^2 + [\Gamma v_g (r_1 g_1 - r_2 \alpha_2) - 1 / \tau_{ph}] S, \quad (3)$$

$$1 / \tau_1(n_1) = 1 / \tau_1^{(nr)} + B n_1; \quad \alpha_2(n_2) = a_2 (N_{02} - n_2),$$

$$g_1(n_1, S) = a_1 (n_1 - N_{01}) / (1 + \epsilon S). \quad (4a-4c)$$

Системы уравнений, подобные (1-4), использовались во многих работах по двухсекционным ПЛ (см., например, [5, 14]); почти все использованные в них обозначения практически стандартны.

Эффекты нелинейного усиления учитываются в данной модели феноменологически посредством множителя $1/(1 + \epsilon S)$ в (4с). Величина ϵ ранее многократно использовалась в анализе односекционных (без насыщающегося поглотителя) ПЛ как фактор нелинейного насыщения усиления, описывающий совместное влияние перечисленных выше нелинейных эффектов. Их относительный вклад в величину ϵ зависит от свойств материала и структуры лазера и в данной модели не существен. Из результатов работы [13] легко получить оценку значения ϵS , при котором нелинейное усиление существенно влияет на динамические свойства ПЛ, в виде $\epsilon S > \tau_{ph} / \tau_1 \sim 10^{-3}$. Поскольку автомодуляционный режим связан с получением больших мощностей света, это условие в широком диапазоне параметров должно выполняться с запасом, и можно ожидать, что учет нелинейности в проводимом рассмотрении приведет к значительной модификации результатов.

В качестве первого шага в анализе решений системы (1-4) необходимо рассмотреть ее стационарное решение ($d/dt = 0$), дающее расчетную статическую ватт-амперную характеристику исследуемого ПЛ. В расчете были использованы следующие значения параметров: $\eta_1 = 1$, $\eta_2 = 0$, $\alpha_1 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 5 \alpha_1$, $N_{01} = N_{02} = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau_1^{(nr)} = 10 \text{ нс}$, $B = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, $\Gamma = 0.4$, $v_g = 0.75 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, $\beta_{sp} = 1 \cdot 10^{-4}$, $r_2 = 0.1$, $\tau_{ph} = 1.8 \text{ пс}$, $\tau_2 = 1 \div 20 \text{ пс}$. Полученная зависимость не содержит резких особенностей (в т.ч. S-образности) и слабо видоизменяется в зависимости от величины ϵ , которая, как и в случае обычного односекционного ПЛ, мало влияет на статические характеристики.

Следующим шагом в анализе автомодуляционного режима (или, что то же, режима модуляции добротности) является малосигнальный анализ устойчивости полученного стационарного решения [1, 14]. Он позволяет определить область параметров системы (1-4), в которой стационарное решение неустойчиво и существуют осциллирую-

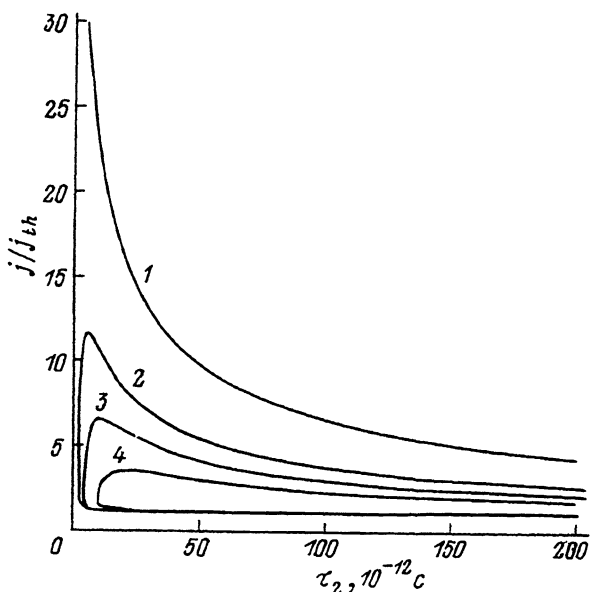


Рис. 1. Границы области автомодуляции лазера с насыщающимся поглотителем. 1 - $\epsilon = 10^{-19}$ см³, 2 - $\epsilon = 5 \cdot 10^{-18}$ см³, 3 - $\epsilon = 1 \cdot 10^{-17}$ см³, 4 - $\epsilon = 2 \cdot 10^{-17}$ см³.

шие решения, отвечающие автомодуляционным пульсациям. На рис. 1 приводятся границы этой области в координатах τ_2, j' (значения остальных параметров зафиксированы такие, как указано выше). Аналогичные „диаграммы режимов“ приведены в [3] и [14], но для $\epsilon = 0$ и в области относительно больших времен τ_2 , в которой диапазон токов накачки, обеспечивающих автомодуляционный режим, растет монотонно с уменьшением τ_2 . Кривые на рис. 1 имеют более сложный характер. При уменьшении τ_2 до некоторого значения τ_2' токовый диапазон пульсаций достигает максимальной величины, затем его верхний предел начинает падать, а нижний расти тем более резко, чем меньше ϵ . При некотором малом критическом значении $\tau_2 = \tau_2''$ стационарное решение становится устойчивым при любом значении тока. Качественно такой результат вполне понятен, если учесть, что уменьшение τ_2 не только делает более быстрым отклик поглотителя, но и увеличивает характерную мощность света, необходимую для его просветления. Первое обстоятельство (способствующее пульсациям) является определяющим при $\tau_2 > \tau_2'$, а второе (подавляющее пульсации) при $\tau_2 < \tau_2'$. В работе [5] выведен (для случая $\epsilon = 0$) простой критерий существования незатухающих пульсаций, который в наших обозначениях имеет вид:

$$\rho = a_2^2 / a_1 \cdot \Gamma r_2 (N_{02} - \gamma_2 \tau_2 j / ed) \tau_2 > 1. \quad (5a)$$

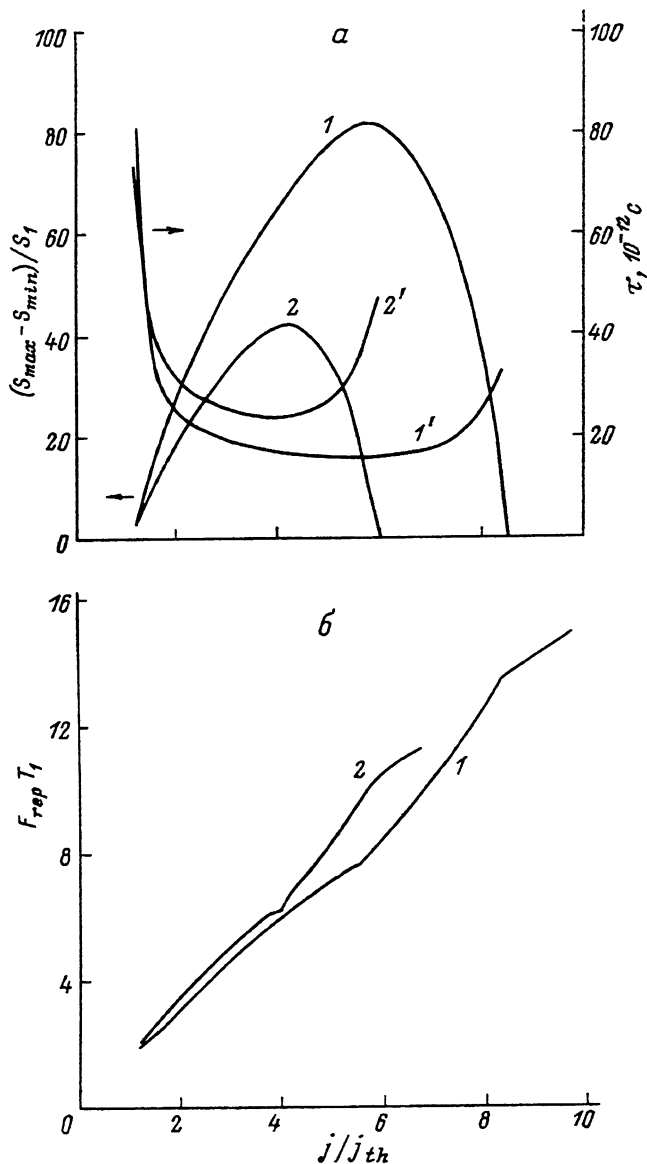


Рис. 2. Параметры автомодуляционных импульсов в установившемся режиме: (а) амплитуда (1, 2) и длительность (1', 2'); (б) частота повторения. $\tau_1(\nu_1^{th}) \approx 1$ нс. 1, 1' - $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3$, 2, 2' - $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3$.

Решая систему (1-4) приближенно аналогично [5], это условие нетрудно приближенно обобщить на случай ненулевых ε в виде:

$$\rho' = \rho - \varepsilon / (U g \alpha_1 \tau_{ph}) \gg 1. \quad (56)$$

При $\tau_2=0$ параметр p не зависит от тока и прямо пропорционален τ_2 . Полученные из численного расчета значения τ_2' соответствуют $p' \approx 0.9 \div 3$, что удовлетворительно согласуется с (56). Из этого соотношения сразу видно, что влияние нелинейности усиления на автомодуляционный режим максимально в области малых времен τ_2 , что и подтверждается численным анализом (рис. 1). Так, при учете ненулевого \mathcal{E} положение τ_2' максимума токового диапазона пульсаций (по-видимому, отвечающего оптимальной дозе ионного облучения) смещается из области недостижимо малых значений (< 1 пс при $\mathcal{E} = 0$) в область вполне реальных величин (≈ 10 пс при $\mathcal{E} = 1 \cdot 10^{-17}$ см³). В целом учет нелинейности заметно уменьшает область автомодуляционного режима (ранее к аналогичному выводу для одного специального вида нелинейности пришел автор работы [15] на основе более сложной модели).

С целью выяснения влияния нелинейного усиления на амплитуды и длительности импульсов было проведено численное интегрирование системы (1-3). Результаты такого расчета при $\tau_2=20$ пс и значениях остальных параметров тех же, что и для рис. 1, приведены на рис. 2, а (амплитуды и длительности импульсов в установившемся режиме в зависимости от накачки) и 2б (частоты повторения). В качестве естественного масштаба \mathcal{S} на рис. 2, а выбрана величина $S_1 = (v_g a_1 \tau_1 (n_1^{th}))^{-1}$ (при такой мощности излучения скорость стимулированной рекомбинации носителей сравнивается со спонтанной). Видно, что на амплитуду и длительность импульса существенно влияет нелинейность усиления, увеличение которой, естественно, приводит к уменьшению амплитуды импульса и несколько удлиняет его. Менее чувствительной к величине \mathcal{E} (в пределах области автомодуляции) оказывается частота повторения. Однако за счет сильной зависимости от \mathcal{E} верхней границы области автомодуляции предельно достижимая частота следования импульсов заметно снижается при учете нелинейности.

Вывод о значительной роли нелинейного усиления находит косвенное подтверждение в результатах эксперимента [4]. Так, наблюдался срыв режима модуляции добротности при высоком значении накачки в ПЛ с весьма быстрым насыщающимся поглотителем (поскольку часть исследованных образцов переходила при этом в режим пассивной синхронизации мод, значение τ_2 в них не могло существенно превышать время двойного прохода оптического резонатора $\tau_{rt} \approx 5$ пс). Анализ устойчивости (рис. 1) без учета \mathcal{E} предсказывает в таких образцах самоподдерживающиеся пульсации вплоть до токов в 20-30 пороговых значений. Следует, однако, отметить, что корректное описание режима пассивной синхронизации мод должно быть предметом отдельного исследования, и к предсказаниям данной модели при $\tau < \tau_{rt}$ следует относиться с осторожностью.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Р и в л и н Л.А., С е м е н о в А.Т., Я к у б о в и ч С.Д. Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. М., 1983. 207 с.

- [2] Алфёров Ж.И., Журавлев А.Б., Портной Е.Л., Стельмах Н.М. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 12. В. 18. С. 1093-1097.
- [3] Журавлев А.Б. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1208-1212.
- [4] Chelnokov A.V., Portnoi E.L. // Digest, 12th IEEE International Semiconductor Laser Conference, Davos, Switzerland, 1990. P. 140-141.
- [5] Kuznetsov M. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1985. V. QE-21. N 6. P. 587-592.
- [6] Agrawal G.P. // IEEE Journ. Electron. 1987. V. QE-23. N 6. P. 860-868.
- [7] Lee T.P. et al. // IEEE Journ. Quant. Electron. Electron. 1982. V. QE-18. N. 10. P. 1101-1113.
- [8] Аврутин Е.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 10. С. 64-67.
- [9] Kessler M.P., Ippen E.P. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 18. P. 1765-1767.
- [10] Gomata M.B.N., De Fonzio A.P. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1990. V. QE-26. N 10. P. 1689-1705.
- [11] Пишалко В.Д., Толстихин В.И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 462-471.
- [12] Hjelm D.R., Michelson A.R. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1989. V. QE-25. N 7. P. 1625-1631.
- [13] Su C.B., Lanciera V.A. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 12. P. 1568-1578.
- [14] Kawaguchi H. // Opt. Quant. Electr. 1987. V. 19. Special Issue. P. S1-S37.
- [15] Плявенец А.Г. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. В. 7. С. 885-887.

Поступило в Редакцию

13 марта 1991 г.