

ции для различных образцов 200—500 МГц. С внешним резонатором длиной примерно 4 мм ширина линии излучения лазера уменьшалась до 15—30 МГц.

Для реализации лазера с более узкой линией излучения и лучшим подавлением соседних мод необходимо использовать ИЛ с изначально более хорошими спектральными характеристиками, которые могут быть достигнуты, например, в лазерах со встроенными волноводами.

Итак, в данной работе сообщается об экспериментальной реализации ИЛ с внешним резонатором длиной несколько миллиметров, позволившим получить одночастотный режим генерации с одновременным сужением спектральной ширины линии в 10—15 раз. Высокая эффективность внешнего резонатора обусловлена большим уровнем оптической связи активной области с внешним зеркалом, достигнутым за счет использования во внешнем резонаторе согласующей микролинзы и плоскосферического элемента, расположенного на лазерном кристалле. Предложенный лазер удобен технологически, в нем не применяются дисперсионные элементы, его конструкция обеспечивает коллимирование выходного полезного излучения в параллельный пучок. Такие лазеры могут найти широкое применение в различных областях.

Список литературы

- [1] Беленов Э. М., Величанский В. Л., Вибров А. С. и др. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 6. С. 1232—1243.
- [2] Tkach R. W., Chraplyvy A. R. // J. Lightwave Technology. 1986. Vol. LT-4. N 11. P. 1655—1661.
- [3] Hamada K., Shimizu H., Wada M. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. QE-22. N 12. P. 2187—2190.
- [4] Бессонов Ю. Л., Корнилова Н. Б., Курносов В. Д. и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 5. С. 1070—1072.
- [5] Chan Y. F., Cormack G. D. // WESCANEX 88. Conf. Proc. New York, 1988. P. 119—121.
- [6] Chinone N., Yamashita S., Nakatsuka S. et al. United States Patent. N 4780879.
- [7] Jianglin W., Hanyi Z., Qun W., Bingkun Z. // IEEE J. Quantum Electron. 1987. Vol. QE-23. N 6. P. 1005—1009.
- [8] Hakki B. W., Paoli T. L. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 9. P. 4113—4119.
- [9] Sato H., Fujita T., Ohya J. // IEEE J. Quantum Electron. 1985. Vol. QE-21. N 4. P. 284—291.
- [10] Saito S., Nilsson O., Yamamoto J. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. QE-18. N 6. P. 61—968.

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступило в Редакцию
26 марта 1990 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

БИСТАБИЛЬНЫЙ И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОД В НЕЛИНЕЙНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Ю. И. Балкарей, А. С. Коган

1. В работе [1] проведен качественный анализ режимов возбуждения бистабильного полупроводникового интерферометра Фабри—Перо с концентрационным механизмом оптической нелинейности, в котором возникает взаимодействие двух конкурирующих мод: моды, возбуждаемой внешней монохроматической волной, и лазерной моды, генерируемой в полупроводнике, по отношению к которой первая мода выступает как оптическая накачка. Показано, что вследствие конкуренции мод могут возникнуть высокочастотные ($\omega \sim 10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$) импульсные автоколебания неравновесных носителей заряда в полупроводнике и связанные с ними пульсации лазерной генерации, а также колебания в пропускании и отражении резонатором внешней волны.

В данной работе приводятся результаты численного моделирования указанной системы. Обнаруживается возможность управления частотой автопульсаций в широких пределах при изменении интенсивности внешней волны.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} (BN - \gamma_1) E - i (\Delta - \kappa N) E + \nu E_0, \quad (1a)$$

$$\frac{dN_\phi}{dt} = (BN - \gamma_2) N_\phi + \beta \frac{N}{\tau}, \quad (1б)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} - BN (|E|^2 + N_\phi) + \alpha_1 |E|^2 + \alpha_2 N_\phi. \quad (1в)$$

Здесь E — усредненное по оптической частоте поле продольной резонаторной моды, накачиваемой внешней волной с амплитудой E_0 . Величина E нормирована так, что $|E|^2$ дает плотность фотонов; N_ϕ — плотность фотонов в лазерной моде; N — концентрация неравновесных

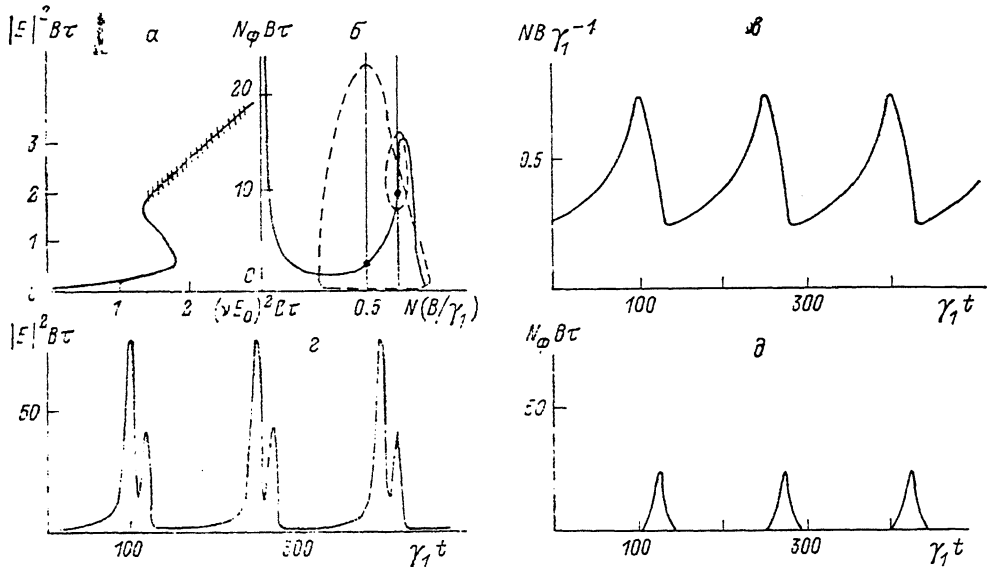


Рис. 1. Автоколебания переменных $|E|^2$, N_ϕ , N .

a — S-образная кривая пропускания с неустойчивой верхней ветвью; $б$ — нуль-изоклины на фазовой плоскости (N_ϕ , N) и предельные циклы автоколебаний, отвечающие $\gamma_2 = 0.5 \gamma_1$ (большой цикл) и $\gamma_2 = 0.66 \gamma_1$ (меньший цикл); $в$ — $г$ — временные реализации пульсаций переменных N , $|E|^2$, N_ϕ (большой цикл). Соотношения параметров: $\gamma_2 = 0.5 \gamma_1$, $\nu E_0 = 1.5 (B\tau)^{-1/2}$; $\alpha_1 = 0.8 \gamma_1$, $\tau = 200 \gamma_1^{-1}$, $\beta = 10^{-3}$, $\Delta = -2.1 \gamma_1$, $\kappa/B = -3.1$ (для GaAs) [4].

носителей заряда; $\nu = c/(2dn_0)$ (c — скорость света в вакууме, n_0 — темновой показатель преломления полупроводника, d — толщина резонатора); γ_1, γ_2 — коэффициенты затухания мод; α_1, α_2 — соответствующие коэффициенты поглощения света в обратных секундах; τ — время спонтанной излучательной рекомбинации; β — доля спонтанной эмиссии в лазерную моду; B — коэффициент, характеризующий скорость вынужденных переходов; $\Delta = \omega_0 - \omega$ — разность частот основной моды ω_0 «холодного» резонатора и внешней накачки; κN — сдвиг частоты ω_0 вследствие изменения показателя преломления полупроводника при возбуждении свободных носителей заряда. Энергия кванта $\hbar\omega$ близка к краю собственного поглощения полупроводника.

Аналогичная модель часто используется при описании инжекционных лазеров (см., например, [2]).

Если выполнены условия $\Delta \geq \gamma_1$ и $\kappa/\Delta > 0$, то при превышении определенного порога по E_0 , как и в одномодовом дисперсионном бистабильном элементе, может происходить переход резонатора из отражающего состояния в сильно возбужденное состояние с резким возрастанием поля E внутри резонатора (и, следовательно, на выходе из него) и концентрации N . Обратный ход в поведении системы при уменьшении E_0 должен сопровождаться гистерезисом. В возбужденном состоянии в принципе могут достигаться инверсия населенности, как в полупроводниковом лазере с оптической накачкой, и происходить лазерное самовозбуждение одной или нескольких мод, отличных от моды, накачиваемой полем E_0 . Подчеркнем, что в лазере с оптической накачкой внешнее поле в отличие от рассматриваемого

случая не является резонансным с какой-либо модой и интенсивность поля входит в качестве источника в уравнение для N . Возбуждение лазерной моды приводит к уменьшению концентрации N и переходу резонатора в состояние отражения волны E_0 , после чего гаснет лазерная мода. Затем процесс повторяется.

В дальнейшем мы считаем $\alpha_2=0$. При $\alpha_2=\alpha_1$ пульсационный режим не реализуется. Численное моделирование показывает, что при $\alpha_2\sim 0.5\alpha_1$ все характеристики пульсаций практически те же, что и при $\alpha_2=0$. Различие в поглощении мод в тонких резонаторах может быть связано с существованием значительного частотного интервала между модами. Если лазерная мода является поперечной, то различие между α_1 и α_2 может быть также связано с анизотропией материала интерферометра. В этом случае речь идет об интерферометре с двумя парами отражающих поверхностей, обеспечивающих существование хорошо определенных продольных и поперечных мод.

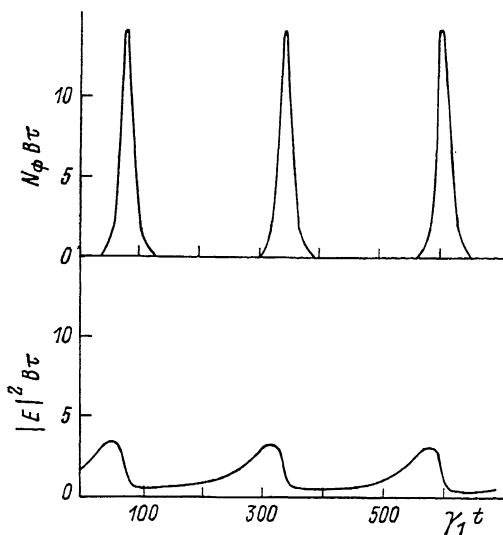


Рис. 2. Пульсации $|E|^2$ и N_ϕ при $\Delta=-1.1\gamma_1$, $\gamma_2=0.25\gamma_1$, $\nu E_0=0.5$ (Bτ)^{-1/2}.
Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

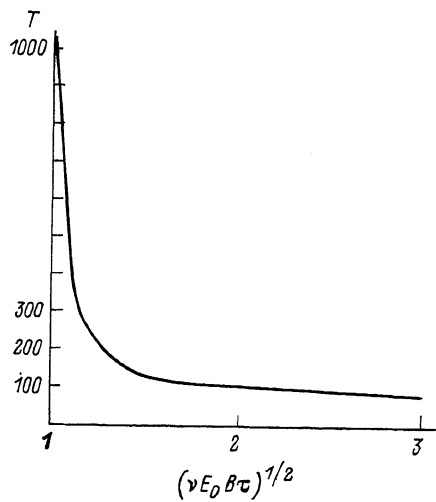


Рис. 3. Зависимость периода пульсаций T от $|E_0|$ для большого цикла на рис. 1.

Значения параметров по порядку величины выбираются следующими: $\tau^{-1}\sim 10^8$ с⁻¹, $\gamma_{1,2}\sim 10^{11}$ с⁻¹, $\kappa > B\sim 10^7$ см³·с⁻¹, $N_0\sim 10^{18}$ см⁻³, $\alpha_1\sim 10^{11}$ с⁻¹, $\nu\sim 10^{12}$ с⁻¹, $\beta\sim 10^{-3}$ (N_0 — среднее по времени значение концентрации электронов).

3. На рис. 1, а показана характерная для дисперсионных бистабильных систем S-образная зависимость $|E|^2$ от $|E_0|^2$, полученная при решении стационарных уравнений (1). При величинах $|E_0|^2$, соответствующих трем значениям $|E|^2$, среднее состояние всегда неустойчиво, нижнее и верхнее могут быть устойчивы (обычная бистабильность). Может также реализовываться ситуация, когда верхняя ветвь S-образной кривой неустойчива, что отмечено штриховкой на рис. 1, а. Моделирование показывает, что из неустойчивого состояния в области трехзначности S-образной кривой система либо уходит в устойчивое состояние на нижней ветви, либо вокруг неустойчивого состояния образуется предельный цикл, отвечающий автоколебаниям переменных E , N_ϕ , N в окрестности верхней ветви. Кратковременным изменением внешней накачки систему можно переключить с этого устойчивого предельного цикла в устойчивое стационарное состояние на нижней ветви S-образной кривой и обратно. Когда система имеет единственное стационарное состояние и оно неустойчиво (что отвечает верхней ветви S-образной кривой вне области трехзначности), вокруг этого состояния также существует предельный цикл, размер которого определяется отношением γ_2/γ_1 .

На рис. 1, б приведены стационарные решения (нуль-изоклины) системы уравнений (1) на фазовой плоскости (N_ϕ, N) . Показаны две монотонные кривые, полученные из уравнения (1б) при разных значениях параметра γ_2 . Пересечение монотонной и немонотонной кривых дает единственную неустойчивую стационарную точку. Штриховкой показаны два разных предельных цикла: большой и малый при разных положениях стационарной точки на немонотонной нуль-изоклине. По мере перемещения стационарной точки вправо к максимуму немонотонной нуль-изоклины малый цикл стягивается в точку и неустойчивость исчезает.

Временные зависимости $N |E|^2$, N_ϕ , отвечающие большому циклу, приведены на рис. 1, $\epsilon - \delta$. При другом значении расстройки Δ на рис. 2 показаны автоколебания, у которых амплитуда пульсаций величины N_ϕ существенно больше, чем амплитуда пульсаций $|E|^2$.

4. На пороге возникновения неустойчивости состояние на верхней ветви S -образной кривой (рис. 1, a) является центром. Можно получить приближенные выражения для частоты колебаний вокруг центра. По порядку величины эта частота дает представление о частотах автоколебаний, связанных с малым циклом.

Линеаризуем систему (1) возле стационарного состояния, определяемого выражениями

$$|E|^2 = \frac{(\nu E_0)^2}{1/4(BN - \gamma_1)^2 + (\Delta - \kappa N)^2}; \quad N = \frac{\gamma_2}{B}; \quad N_\phi = \frac{|E|^2(\alpha_1 - BN) - \tau^{-1}N}{BN}. \quad (2)$$

Выражение для N получается из стационарного уравнения (1б), если пренебречь членом $\beta(N/\tau)$, отвечающим спонтанному излучению. Это приближение оправданно и соответствует именно состоянию на верхней ветви S -образной кривой на рис. 1, a , где величины $|E|^2$, N и N_ϕ немалы. Вблизи стационарного состояния \bar{E} , \bar{N} , \bar{N}_ϕ , определяемого формулами (2), переменную E можно считать быстрой по сравнению с переменными N_ϕ и N , поэтому E следует за изменениями последних и можно пренебречь производной dE/dt . Из линеаризованной относительно флуктуаций ΔE , ΔN , $\Delta N_\phi \sim e^{\omega t}$ системы (1) находим выражение для частоты флуктуаций ω

$$\omega \simeq A \pm \sqrt{A^2 - B^2 \bar{N} \bar{N}_\phi}, \quad A = \frac{1}{2} \alpha_1 \left(\frac{d|E|^2}{dN} \Big|_{\bar{E}} - \frac{|\bar{E}|^2}{\bar{N}} \right). \quad (3)$$

Неустойчивость возникает, когда величина A становится больше нуля. На пороге неустойчивости она равна нулю и в этом случае для ω имеем

$$\omega = i \sqrt{B^2 \bar{N} \bar{N}_\phi} = i \sqrt{\frac{\nu^2 B |E_0|^2 (\alpha_1 - \gamma_2)}{1/4(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + (\Delta - \kappa/B\gamma_2)^2} - \tau^{-1}\gamma_2}. \quad (4)$$

Условие $A=0$ не навязывает ограничения для $|E_0|^2$. Принимая $\alpha_1 \simeq \gamma_1 = 2\gamma_2 \simeq \Delta \simeq 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\nu \simeq 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\kappa/B \simeq 3$, $B |E_0|^2 \simeq \tau^{-1} \simeq 10^9 \text{ с}^{-1}$, видим, что вторым членом под корнем в (4) можно пренебречь. Тогда $|\omega| \sim E_0$ и имеет величину $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 3 приведен график зависимости периода T пульсаций от величины E_0 вдали от порога их возникновения для набора параметров, отвечающих большому циклу на рис. 1, b . В широком интервале значений E_0 период $T = (2\pi)/\omega$ имеет вид гиперболы $1/E_0$ и меняется в пределах $(10^3 - 10^2) \gamma_1^{-1}$. Длительность импульса τ_n может быть в несколько раз короче периода (рис. 1, 2).

Отметим, что в интерферометрах с инерционным механизмом оптической нелинейности могут существовать высокочастотные автоколебания пропускания и в одномодовом случае (см., например, [3]). Соответствующая им неустойчивость тоже реализуется на верхней ветви петли оптического гистерезиса. В отличие от рассмотренных нами последовательностей импульсов, разделенных большими межимпульсными интервалами, эти колебания реализуются только в виде непрерывных последовательностей квазигармонического вида.

Список литературы

- [1] Балкарей Ю. И., Сандомирский В. Б., Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1513—1518.
- [2] Lang R. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. QE-18. N 6. P. 976—983.
- [3] Goldstone J. A., Garmire E. M. // IEEE J. Quantum Electron. 1983. Vol. QE-19. N 2. P. 208—217.
- [4] Henry C. H., Logan R. A., Bertness K. A. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 7. P. 4457—4461.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
9 апреля 1990 г.