

# БИСТАБИЛЬНОСТЬ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНЫМ ТОНКОПЛЕНОЧНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко

Могилевский государственный университет,  
г. Могилев, Республика Беларусь

*Conditions of hysteresis of the characteristic of average output radiation power of lasers with the cavity including the thin-film element on the basis of the semiconductor as the passive Q-switcher are analysed.*

## Введение

Свойство бистабильности или гистерезиса в нелинейных оптических системах, возбуждаемых когерентным излучением, является хорошо наблюдаемым эффектом [1]. Как правило, этот эффект может регистрироваться при отражении или пропускании света оптическим устройством (например, резонатором, заполненным нелинейной средой) и заключается в существовании двух значений его прозрачности для одного и того же уровня мощности зондирующего извне излучения, но при условии различия в режиме изменения мощности. В качестве общей причины эффекта выступает разница во временах релаксации линейной и нелинейных компонент поляризованности, индуцируемой световым полем в резонансных средах [2, 3]. Изучение условий бистабильности в оптических и лазерных системах представляет интерес для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

## Постановка задачи и расчетная модель

Твердотельный лазер с резонатором, включающим в качестве пассивного модулятора добротности нелинейный планарный элемент, оказывается системой, способной проявлять гистерезисные свойства. Подобные элементы могут использоваться для реализации автоколебаний интенсивности излучаемого поля как в режиме синхронизации мод [4], так и при возбуждении в излучении лазеров регулярных релаксационных серий импульсов [5, 6]. В настоящем сообщении анализируется свойство гистерезиса в зависимости средней мощности выходного излучения таких лазеров от уровня энергии накачки. Расчетные параметры отвечали характеристикам реальных лазерных устройств, релаксационные и нелинейные параметры вещества тонкопленочного элемента соответствовали используемым в оптике полупроводникам.

Рассмотрена схема лазера, в систему обратной связи которого включен тонкий слой оптической среды, характеризуемой резонансной нелинейностью абсорбции и рефракции. Предположено достаточно традиционное сочетание параметров отражения на зеркалах резонатора [7]: зеркало слева (в точке  $x = 0$  на оси  $Ox$ ) на частоте генерации имеет коэффициент отражения, равный 1, к нему обращен торец рабочей среды, к которому примыкает модулирующий добротность планарный элемент; зеркало справа ( $x = L$ ) является выходным и отражает поле генерации частично (с коэффициентом  $r < 1$ ). Планарный элемент-модулятор предполагается особо тонким – по толщине, сравнимым с длиной волны лазерного поля. Ввиду этого подбор спектральных параметров его среды возможен таким, что переменное пропускание элемента  $T$  при просветлении оказывается критичным по отношению не только к амплитуде, но и к фазе зондирующего извне резонансного светового поля [2].

Продольное изменение напряженностей встречных полей, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично [8] описано системой нелинейных дифференциальных уравнений. Уравнения следуют из уравнений Максвелла, отклик среды с инверсной населенностью, модулированной полем стоячей волны, на частоте генерации описывается с применением квантовомеханической матрицы плотности. Для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей встречных волн в пренебрежении линейными потерями система записывается так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm \frac{K_0}{\sqrt{(1+Y_+ + Y_-)^2 - 4Y_+Y_-}} \left\{ Y_{\pm} - \frac{1}{2} \left[ 1 + Y_+ + Y_- - \sqrt{(1+Y_+ + Y_-)^2 - 4Y_+Y_-} \right] \right\} \quad (0 \leq x \leq L). \quad (1)$$

Здесь  $Y_{\pm}$  – установившиеся во времени интенсивности составляющих волновой моды, распределенных в положительном (слева направо) и отрицательном (справа налево) направлении вдоль оси резонатора (совпадающей с осью  $Ox$ ),  $K_0$  – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки. Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде

$$Y_+(0) = T Y_-(0), \quad Y_-(L) = r Y_+(L), \quad (2)$$

$$T = \left[ \left( 1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 + \kappa^2 \left( \frac{\Delta - \beta \sigma Y_+(0)}{1 + \Delta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

где  $\kappa$  – показатель ненасыщенного поглощения в слое модулятора,  $\Delta$  – нормированная отстройка частоты генерации от резонанса поглощения,  $\sigma$  – отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде,  $\beta$  – параметр автомодуляционного смещения частоты, действующего на активные атомы поля. Выражением для  $T$ , взятым из [2], определяется пропускание тонкого слоя, который просветляется излучением, формируемым в резонаторе. Сохранение в (3) фактора  $\beta$ , означающее учет амплитудно-фазовой связи в слое нелинейного планарного элемента, представляется в данной модели принципиальным моментом. Тонкоплочный просветляющийся элемент в этих условиях характеризуется также фазочувствительностью и критичность его пропускания к колебаниям интенсивности оказывается повышенной. Это отмечено, например, также в [9]. Расчетная модель, представленная (1)–(3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазера и дает возможность анализа зависимости мощности его излучения на частоте резонансной моды в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды модулирующего элемента.

### Расчет и анализ гистерезисных кривых

Интегрирование системы (1) с граничными условиями (2), (3) приводит к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения  $Y = (1-r) Y_+(L)$  с уровнем мощности накачки и интенсивностью поля:

$$K_0 L = Y_+(L) - Y_+(0) - G \left[ \frac{1}{2Y_+(L) - G} - \frac{1}{2Y_+(0) - G} \right] + \ln \left[ \frac{2Y_+(L) - G}{2Y_+(0) - G} \right],$$

$$G = 1 + \left( 1 + \frac{1}{T} \right) Y_+(0) - \sqrt{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{1}{T} \right) Y_+(0) \right]^2 - 4 \frac{Y_+^2(0)}{T}}, \quad (4)$$

$$Y_+(L) = \frac{1}{4r} \left[ (1+r) G + \sqrt{(1+r)^2 G^2 + 4rG(G-2)} \right].$$

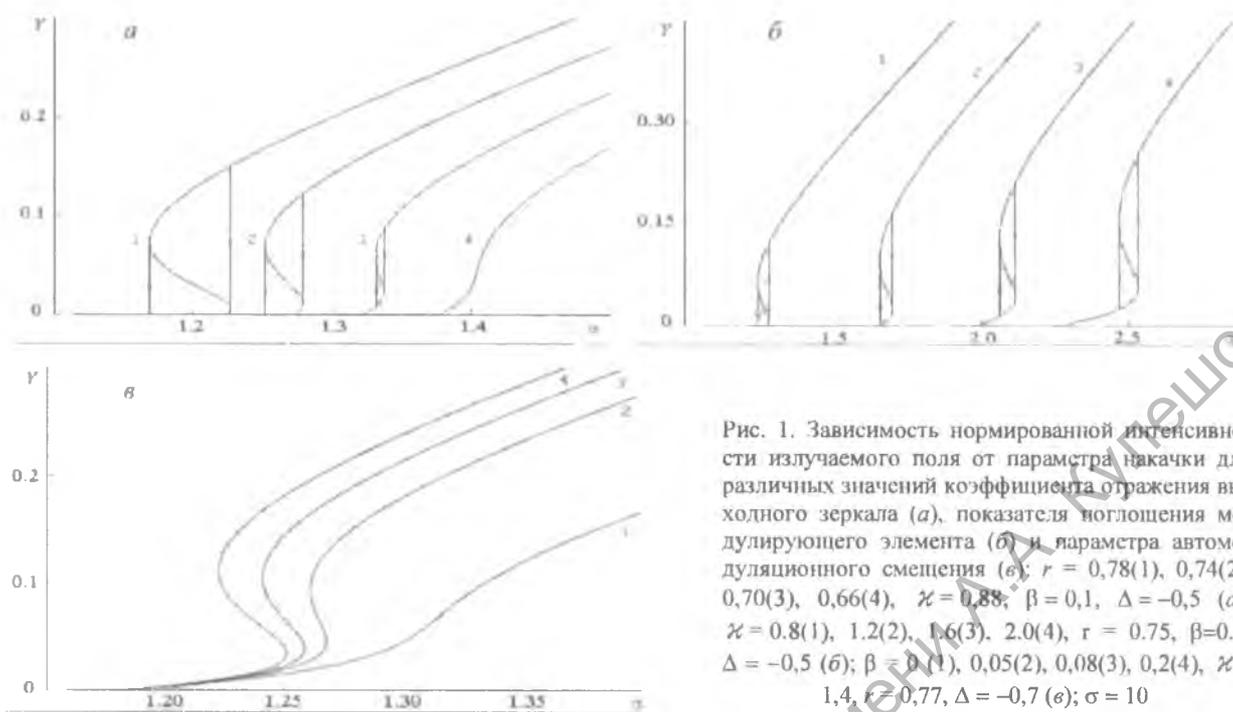


Рис. 1. Зависимость нормированной интенсивности излучаемого поля от параметра накачки для различных значений коэффициента отражения выходного зеркала (а), показателя поглощения модулирующего элемента (б) и параметра автомодуляционного смещения (в);  $r = 0,78(1), 0,74(2), 0,70(3), 0,66(4)$ ,  $\kappa = 0,88$ ;  $\beta = 0,1$ ,  $\Delta = -0,5$  (а);  $\kappa = 0,8(1), 1,2(2), 1,6(3), 2,0(4)$ ,  $r = 0,75$ ,  $\beta = 0,1$ ,  $\Delta = -0,5$  (б);  $\beta = 0,1(1), 0,05(2), 0,08(3), 0,2(4)$ ,  $\kappa = 1,4$ ,  $r = 0,77$ ,  $\Delta = -0,7$  (в);  $\sigma = 10$

Расчетную оценку нелинейной характеристики выходной интенсивности на основе (3), (4) удобно проводить, изменяя  $Y_+(0)$  как линейно нарастающий неотрицательный параметр. Кривые на рис. 1 изображают зависимости интенсивности на шкале  $\alpha$ -параметра накачки  $K_0L$ , отнесенного к величине потерь на поглощение в слое модулятора при отсутствии насыщения, т.е.  $\alpha = K_0L / \ln(1/\sqrt{T(Y_+(0)=0)})$ . В общем случае, однако, достаточно типичными оказываются кривые, описывающие однозначную, хотя и существенно нелинейную связь выходной интенсивности и мощности накачки (например, линия 4 на рис. 1, а или линия 1 на рис. 1, в). Для иллюстрации выбраны сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, свидетельствующему об их гистерезисном свойстве. Приводимым зависимостям характерны участки с большой крутизной, где незначительному изменению накачки соответствует резкое изменение интенсивности излучаемого поля. Изменение параметров в схеме, например отражения  $r$  в резонаторе (рис. 1, а), может привести к качественной деформации кривых. На характеристике возникает S-образный изгиб, т.е. зависимость  $Y(\alpha)$  на некотором отрезке становится неоднозначной. Характеристика, таким образом, проявляет бистабильность – одному значению мощности накачки соответствует два значения выходной интенсивности. Переключение зависимости с одной ветви  $Y(\alpha)$  на другую возможно при изменении уровня накачки от достигнутого в окрестности точек поворота на гистерезисных кривых.

В реальном устройстве такая особенность характеристики выходной мощности должна означать резкое, практически скачкообразное нарастание интенсивности излучаемого светового поля при увеличении накачки. Снижение накачки в окрестности скачка не приводит к столь же резкому уменьшению излучаемой мощности, бросок «вниз» на кривых  $Y(\alpha)$  оказывается возможным при меньшем уровне накачки. Расстояние между точками поворота характеристики (ширину петли гистерезиса) можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора. Можно отметить также то обстоятельство, что на границы существования бистабильных решений для  $Y$  на шкале  $\alpha$  сильное влияние оказывает наличие амплитудно-фазовой связи (рис. 1, в).

### Заключение

Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе формул (3), (4) позволили предсказать, что в реальном лазерном устройстве гистерезисное поведение

мощности излучаемого поля в зависимости от накачки возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечений резонансного перехода в средах усиливающего элемента и тонкослойного модулятора. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также резонансная нелинейная рефракция в среде планарного слоя, повышающая его критичность по отношению к девиациям фазы светового поля.

### Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 520 с.
2. Юревич В. А. // Журнал прикладной спектроскопии. 1999, Т. 66, № 5. С. 661–665.
3. Хаджи П. И., Гайван С. Л. // Квант. электрон. 1996. Т. 23, № 7. С. 837–840; там же, 1997. Т. 24, № 5. С. 546–550.
4. Полойко И. Г., Калашников В. Д., Михайлов В. П. // Квант. электрон. 1999. Т. 27, № 1. С. 134–138.
5. Борисов В. И., Войтенков А. И., Редько В. П., Юревич В. А. // Материалы IV Международной науч.-техн. конференции «Квантовая электроника' 2002». Мн., БГУ, 2002. С. 95–97.
6. Yurevich V. A. // Technical Physics Letters. 2002. Vol. 28, N 4. P. 266–269.
7. Методы расчета ОКГ / Под ред. Б. И. Степанова. Мн.: Наука і тэхніка. Т. 1. 1966. 484 с.
8. Casperson L. W. // Applied Optics. 1980, Vol. 19, N 3. P. 422–433.
9. Бабушкин И. В., Павлов П. В., Лойко П. А // Квант. электрон. 2004. Т. 34, № 4. С. 355–360.