

07

Гистерезис мощности излучения лазера с тонкопленочным нелинейным модулятором

© *Е.В. Глазунова, Д.М. Шилко, В.А. Юревич*

Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Беларусь
E-mail: glasunova81@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2005 г.

В окончательной редакции 2 декабря 2005 г.

Аналитически определены условия возникновения гистерезиса в интенсивности выходного излучения твердотельного лазера с резонатором, содержащим в качестве пассивного модулятора добротности нелинейный пленочный элемент на основе используемых в оптике полупроводников.

PACS: 42.55.Ah

Эффект оптического гистерезиса 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 излучения, но при условии различия в режиме изменения мощности [1]. В качестве общей причины эффекта выступает разница во временах релаксации линейной и нелинейных компонент поляризованности, индуцируемой световым полем в резонансных средах. Изучение условий бистабильности связи характеристик оптических и лазерных систем интересно для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

Планарные структуры из слоев пониженной размерности, резонансно реагирующие на излучение, характеризуются особой фазочувствительностью. Подобные нелинейные пленочные элементы в качестве пассивных модуляторов добротности могут использоваться для реализации автоколебаний интенсивности излучаемого поля как в режиме синхронизации мод [2], так и при возбуждении в излучении лазеров регулярных релаксационных серий импульсов [3]. В настоящем сообщении анализируется свойство гистерезиса в зависимости средней мощности

выходного излучения лазеров с пленочными модуляторами от уровня энергии накачки. Расчетные параметры (уровень накачки, достижимый при этом коэффициент усиления, величина сечения рабочего перехода, параметры резонатора) отвечали характеристикам реальных лазерных устройств на основе люминесцентных кристаллов, релаксационные и нелинейные параметры вещества тонкопленочного элемента (уровень активного поглощения и величина сечения перехода) 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: 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 $r < 1$), L — длина усиливающей среды. 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 зависит не только от амплитуды, но и оказывается особо критичным по отношению к фазе зондирующего извне резонансного светового поля [4].

Продольное изменение напряженности встречных полей, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично [5] описано системой нелинейных дифференциальных уравнений. Для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей встречных волн в пренебрежении линейными потерями система записывается так:

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

Здесь Y_{\pm} — установившиеся во времени интенсивности составляющих волновой моды (рис. 1), распределенных в положительном (слева

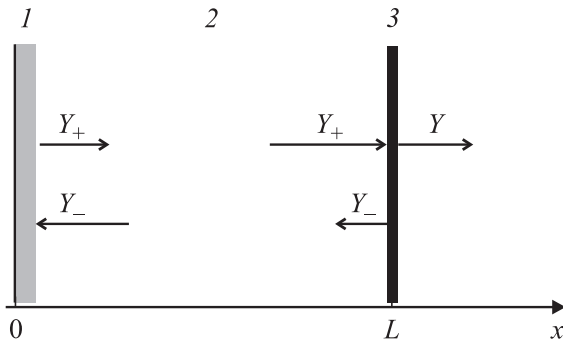


Рис. 1. Схема расположения элементов в лазере: 1 — пленка-модулятор, 2 — усиливающая среда, 3 — выходное зеркало.

направо) и отрицательном (справа налево) направлениях вдоль оси резонатора (совпадающей с осью Ox), K_0 — величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки. Уравнения (1) формулируются как стационарное приближение полуклассической расчетной модели, в которой отклик среды с инверсией заселенности, модулированной полем стоячей волны, на частоте генерации описывается с применением квантово-механической матрицы плотности. Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде

$$Y_+(0) = TY_-(0), \quad Y_-(L) = rY_+(L), \quad (2)$$

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

где κ — показатель ненасыщенного поглощения в слое модулятора, Δ — нормированная по ширине линии отстройка частоты генерации от резонанса поглощения, σ — отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде, β — параметр автомодуляционного смещения спектральной линии поглощения светового поля, действующего на активные атомы в пленочном элементе. Выражением для T , взятым из [4], определяется пропускание активной пленки-модулятора, которая просветляется излучением, формируемым

в резонаторе. При формулировке выражения использовано приближение особо тонкого поверхностного слоя активных атомов, взаимодействующих с резонансным полем. Сохранение в (3) фактора β , пропорционального параметру нелинейной рефракции, представляется в данной модели принципиальным моментом. Тонкопленочный просветляющий элемент в этих условиях должен характеризоваться особой фазочувствительностью, что отмечено, например, также в [6]. Расчетная модель, представленная (1)–(3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазера. Ее решение дает возможность оценить свойства зависимости мощности излучения лазера на соответствующей частоте в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды тонкопленочного модулятора при учете автомодуляционного смещения частоты в пленке.

Интегрирование системы (1) с граничными условиями (2), (3) приводит к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения с уровнем мощности накачки и интенсивностью лазерного поля в резонаторе:

$$K_0L = Y_+(L) - Y_+(0) - G \left[\frac{1}{2Y_+(L) - G} - \frac{1}{2Y_+(0) - G} \right] + \ln \left[\frac{2Y_+(L) - G}{2Y_+(0) - G} \right],$$

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

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

Расчет нелинейной характеристики выходной интенсивности $Y = (1-r)Y_+(L)$ на основе (3), (4) удобно проводить, изменяя $Y_+(0)$ как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя K_0L как функцию $Y_+(0)$. Кривые рис. 1 изображают зависимость интенсивности на шкале параметра $\alpha = K_0L / \ln[1/\sqrt{T(Y_+(0) = 0)}]$ (т.е. значений K_0L , отнесенных к величине потерь на поглощение в слое модулятора при отсутствии насыщения). В общем случае достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при небольшом превышении порога однозначную, хотя и существенно нелинейную, связь выходной интенсивности и мощности накачки (например, линии 1, 2 рис. 2, а).

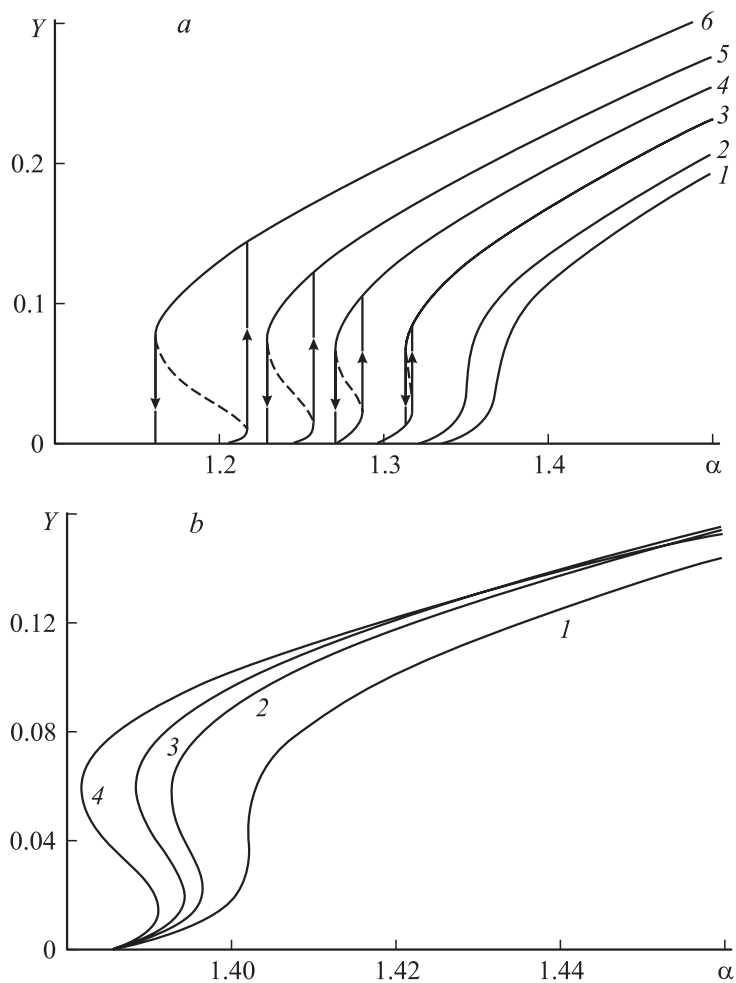


Рис. 2. Зависимость нормированной интенсивности излучаемого поля от параметра накачки для различных значений коэффициента отражения выходного зеркала (для кривых 3–6 указаны направления гистерезисных скачков): $r = 0.70$ (1), 0.71 (2), 0.73 (3), 0.75 (4), 0.77 (5), 0.80 (6), $\kappa = 0.96$, $\beta = 0.1$, $\Delta = 0.7$ (a) и для различных значений параметра автомодуляционного смещения: $\beta = 0$ (1), 0.10 (2), 0.15 (3), 0.25 (4), $\kappa = 0.85$, $r = 0.66$, $\Delta = 0.5$ (b), $\sigma = 10$.

Для иллюстрации выбраны варианты сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, свидетельствующему об их гистерезисном свойстве. Для приводимых зависимостей характерны участки с большой крутизной, где незначительному изменению накачки соответствует резкое изменение излучаемой интенсивности Y . Изменение параметров в схеме, например, отражения r в резонаторе, при условии значительного различия сечений перехода (на порядок и более) в среде модулятора и активном слое усиливающего элемента может привести к качественной деформации кривых (линии 3–6 рис. 2, *a*). 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 соответствуют 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.

Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе (3), (4) позволили также сделать вывод о том, что возникновение бистабильных особенностей у характеристик $Y(\alpha)$ существенно зависит от степени автомодуляционного смещения (рис. 2, *b*). Проявление гистерезиса в значительной степени обусловлено уровнем фазовой модуляции излучения в веществе модулятора (автомодуляционным смещением частоты). Влияние насыщения на пропускание при этом оказывается менее эффективным.

Основным результатом работы является доказательство возможности гистерезисного поведения мощности излучаемого поля в зависимости от накачки. Показано, что это возможно при условии значительного отличия (на порядок и более) сечения резонансного перехода в среде

усиливающего элемента от сечения перехода в планарном модулирующем слое. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также зависимое от уровня нелинейной рефракции автомодуляционное смещение спектральной линии поля в среде тонкослойного модулятора.

Список литературы

- [1] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света. М., 1988. 520 с.
- [2] *Полойко И.Г., Калашиников В.Д., Михайлов В.П.* // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 1. С. 134–138.
- [3] *Борисов В.И., Войтенков А.И., Юревич В.А.* и др. // Материалы IV Международ. научно-технич. конференции „Квантовая электроника’ 2002“. Минск, БГУ. 2002. С. 95–97.
- [4] *Юревич В.А.* // Журн. прикл. спектр. 1999. Т. 66. № 5. С. 661–665.
- [5] *Casperson L.W.* // Appl. Optics. 1980. V. 19. N 3. P. 422–433.
- [6] *Бабушкин И.В., Павлов П.В., Лойко Н.А.* // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 4. С. 355–360.