

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

ГИСТЕРЕЗИС ВАТТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С ТОНКОПЛЕНОЧНЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ МОДУЛЯТОРОМ

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 извне 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.

В статье анализируется бистабильность 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) отвечают характеристикам реальных лазерных устройств на основе AlGaAs, релаксационные и нелинейные параметры вещества тонкопленочного элемента (уровень активного поглощения и величина сечения перехода) также соответствовали используемым в оптике полупроводникам, их значения выбраны согласно [2].

Рассмотрена схема инжекционного лазера, в систему обратной связи которого включен тонкий слой оптической среды, характеризующейся резонансной нелинейностью абсорбции и рефракции. Предположено следующее сочетание коэффициентов отражения на зеркалах резонатора: зеркало слева (в точке $x = 0$ на оси Ox , рис.1) на частоте генерации имеет коэффициент отражения, равный 1; зеркало справа ($x = L$) является выходным и отражает поле генерации частично (с коэффициентом $r = 0.32$). L – длина активного слоя лазерного диода. Планарный элемент-модулятор предполагается особо тонкой пленкой – по толщине, значительно меньшей длины волны генерации. Пленка с резонансной поляризуемостью примыкает к выходной грани диода (нанесена на неё). Подбор спектральных параметров среды пленки возможен таким, что её переменное пропускание T при просветлении зависит не только от амплитуды, но и оказывается особо критичным по отношению к фазе зондирующего извне резонансного светового поля [3].

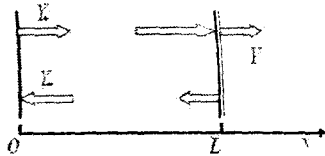


Рис. 1. Схема расположения элементов в резонаторе лазера, использованная при формулировке граничных условий

Продольное изменение напряженности встречных полей, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично [4] описано системой нелинейных дифференциальных уравнений. Учтем диффузию свободных носителей в средах полупроводниковых лазеров. Тогда, для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей встречных волн система запишется так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm K_0 Y_{\pm} \left(1 - \frac{Y_{\mp}}{1 + k^2 D + Y_{+} + Y_{-}} \right) \left(1 + Y_{+} + Y_{-} + \frac{Y_{+} Y_{-}}{1 + k^2 D + Y_{+} + Y_{-}} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь Y_{\pm} – установившиеся во времени интенсивности составляющих волновой моды (рис. 1), 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, k – волновое число, D – коэффициент диффузии носителей. Уравнения (1) формулируются как стационарное приближение полуклассической расчетной модели. Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_{+}(0) = Y_{-}(0), \quad Y_{-}(L) = R Y_{+}(L), \quad (12)$$

$$R = \left(\sqrt{\kappa - \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y}} T \right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta Y}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} T \right)^2 \quad (13)$$

где величина модуля пропускания активной пленки определяется из соотношения:

$$T = (1 - \sqrt{r}) \left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} \right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta Y}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Здесь κ – показатель ненасыщенного поглощения, Δ – нормированная по ширине линии отстройка частоты генерации от резонанса поглоще-

ния, 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 R , взятым из [5], определяется эффективный энергетический коэффициент отражения активной пленки-модулятора, которая просветляется полем излучения в процессе генерации. При формулировке выражения использовано приближение особо тонкого поверхностного слоя активных атомов, взаимодействующих с резонансным полем. Добавление в (3) фактора β , пропорционального параметру нелинейной рефракции, представляется в данной модели принципиальным моментом. Тонкопленочный просветляющийся 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 лазерного диода. 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.

Интегрирование системы (1) с граничными условиями (2), (3) приводит к следующим аналитическим выражениям:

$$K_0 L = Y_+(L) - \frac{F}{2} - \frac{F^2 + 2(1 + k^2 D)F}{2[2Y_+(L) - F]} + \ln \left[\frac{2Y_+(L) - F}{\sqrt{F^2 + 2(1 + k^2 D)F}} \right]$$

$$Y_+(L) = \frac{Y}{1 - \sqrt{r}} \left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} \right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta Y}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$F = \frac{2R'Y_+^2(L)}{1 + k^2 D + (1 + R')Y_+(L)}, \quad R' = \frac{[\kappa(1 - \sqrt{r})(\Delta - \beta Y)]^2}{(1 + \kappa + \Delta^2 + \sigma Y)^2 + \kappa^2(\Delta - \beta Y)^2} +$$

$$\left[\sqrt{r} - \frac{\kappa(1 - \sqrt{r})}{\sqrt{(1 + \kappa + \Delta^2 + \sigma Y)^2 + \kappa^2(\Delta - \beta Y)^2}} \right]^2.$$

Расчет нелинейной характеристики выходной интенсивности Y на основе (4) удобно проводить, изменяя Y как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя $K_0 L$ как его функцию. В общем случае достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при

достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при небольшом превышении порога однозначную, хотя и существенно нелинейную, связь выходной интенсивности и мощности накачки (рис.2, а, кривая 1).

Для иллюстрации выбраны варианты сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимости, свидетельствующему об их гистерезисном поведении. Изменение параметров в схеме при условии значительного различия сечений перехода (более чем на порядок) в среде модулятора и активном слое усиливающего элемента может привести к качественной деформации кривых (рис.2, а). Характеристика 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. Расстояние между точками поворота характеристики (ширину петли гистерезиса) можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора.

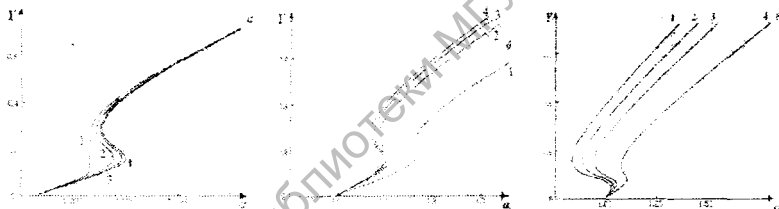


Рис.2. Зависимость выходной мощности от относительного параметра накачки $\alpha = K_0 L / \ln(1/\sqrt{R(Y=0)})$

$\Delta = 1.0, \beta = 0(1), 2(2), 4(3), 5(4), k^2 D = 10.0$, (а); $\Delta = 1.0, \beta = 1.5, k^2 D = 0(1), 5(2), 15(3), 100(4)$, (б); $\beta = 2.0, \Delta = 0.5(1), 0.6(2), 0.71(3), 1.0(4), k^2 D = 10.0$ (в); $\kappa = 4.0; \sigma = 100$.

Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе (4) позволили также сделать вывод о том, что возникновение бистабильных особенностей у характеристик $Y(\alpha)$ существенно зависит от уровня ненасыщенного поглощения в фильтре, а также степени автотомодуляционного смещения (рис.2, а). Проявление гистерезиса в значительной степени обусловлено уровнем фазовой модуляции излучения в веществе модулятора (автотомодуляционным смещением частоты). Влияние диффузии носителей на появление бистабильности в ватт-амперной характеристике также существенно (рис.2, б). Известно, что диффузия сильно уменьшает продольную модуляцию инверсии интерференционным полем лазерных мод. Условия проявления бистабильно-

сти в этом случае более оптимальны. Положение и размер гистерезисной области на ватт-амперной характеристике зависят также от соотношения частоты генерации и центра резонанса поглощения в пленке (рис.2, в)

Основным результатом работы является доказательство возможности гистерезисного поведения мощности излучаемого поля в зависимости от накачки. Показано, что это возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечения резонансного перехода в среде усиливающего элемента по отношению к сечению 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.

Работа выполнена при поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф06М-231) и ФФИ Министерства образования РБ (договор № 126-06).

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света. Москва. 1988. 520 с.
2. Хомченко А. В. Волноводная спектроскопия тонких пленок. Мн.: Университетское, 2002. 222 с.
3. Юревич В. А. Бистабильность пропускания тонкого слоя вещества с квазирезонансными компонентами поляризуемости // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 661 – 665.
4. Лебедева В. И., Юревич В. А., Ясень А. И. Генерация импульсов твердотельным лазером с самонаведенной амплитудно-фазовой решеткой в активной среде // Доклады АН БССР. 1985. Т. 29, № 10. С. 913 – 916.
5. Glasunova E. V., Yurevich V. A. Nonlinear reflection of light by thin-film resonant system // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. 2006. № 9. С. 53 – 57.
6. Бабушкин Н. В., Павлов П. В., Лойко Н. А. Влияние α -фактора на динамику двухслойной полупроводниковой структуры // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 4. С. 355 – 360.