

В заключение необходимо отметить, что данный класс точных решений нелинейных уравнений (3) не исчерпывает всех возможных решений, так как эти уравнения обладают как сепаратрисными, так и периодическими (по оси z) решениями [1, 5], анализ которых не лишен самостоятельного интереса. Одним из исследованных к настоящему моменту новых свойств нелинейных поверхностных волн является возможность их возбуждения непосредственно при падении на границу раздела сред ограниченного дуга волн без использования призм или периодических структур [6].

Автор признателен А. А. Боргардту за внимание и поддержку, участникам семинаров К. Б. Толпыго и Ю. М. Иванченко за полезное обсуждение, И. Л. Любчанскому, указавшему на работу [4].

Литература

[1] В. И. Карпман. Нелинейные волны в диспергирующих средах. Наука, М., 1973.
 [2] В. М. Агранович, В. С. Бабиченко, В. Я. Черняк. Письма ЖЭТФ, 32, 532, 1980; А. И. Ломтев. Письма ЖЭТФ, 34, 64, 1981.
 [3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. 364. Гостехиздат, М., 1957.
 [4] А. А. Maradudin. Z. Phys. B., 41, 341, 1981.
 [5] Б. Б. Кадомцев. Коллективные явления в плазме. Наука, М. 1976.
 [6] D. Marcuse. Appl. Opt., 19, 3130, 1980.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1982 г.

УДК 535.754

Опт. и спектр., 55, вып. 6, 1983

ВОЛНЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В БИСТАБИЛЬНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Розанов Н. Н.

Пространственная распределенность оптических бистабильных систем приводит к эффекту гистерезиса профиля пучка [1-5], что позволяет, вообще говоря, реализовать многоканальный режим их функционирования (различные каналы по поперечному сечению пучка). Принципиальное значение при описании такого гистерезиса имеют волны переключения, родственные автоволновым процессам в химических и биологических объектах [6-8], плазме и твердом теле [9].

Движение фронта волны переключения в оптических бистабильных системах определяется дифракцией излучения [4, 5] или диффузией заполняющей интерферометр среды [2, 3]. Какой из этих двух факторов является главным, зависит от соотношения дифракционной длины ($l_g \sim \sqrt{\lambda L}$, λ — длина волны света, L — длина пути в интерферометре) и длины свободного пробега ($l_0 \sim \sqrt{D\tau_0}$, D — коэффициент диффузии, τ_0 — время релаксации). Для «инерционной нелинейности» ($l_0 \gg l_g$) в [2, 3] аналитически найдено значение интенсивности внешнего излучения $I = I_n$, при котором скорость волны переключения $v = 0$; знание I_n позволяет построить стационарные профили интенсивности широких выходных пучков и описать их гистерезисное изменение. Характеристики волн переключения изучались главным образом численно в работах [5, 10]. Дополнительной причиной движения фронта волны переключения при разбюстрировке осей падающего пучка и интерферометра (угол $\theta \neq 0$) служит геометрический снос лучей на величину $\Delta x = L\theta$ за время прохода интерферометра $\Delta t = L/c$, где c — скорость света, $\theta^2 \ll 1$. Для интерферометра с безынерционной нелинейностью ($l_g \gg l_0$, $\tau_0 \ll \Delta t$) в [5] получено следующее правило сложения скоростей

$$v = \pm |v_0| + c\theta, \quad v_0 = v|_{\theta=0}. \quad (1)$$

В настоящем сообщении для интерферометра с инерционной нелинейностью в области небольших v и θ аналитически определена скорость волн переключения. Показано, что соотношение (1) не универсально. В общем случае в (1) вместо скорости света c фигурирует величина ηc , $0 < \eta < 1$. Отметим, что зависимость скорости волн переключения от геометрического сноса пучка при суща оптическим интерферометрическим (резонаторным) бистабильным схемам; для волн другой физической природы такие эффекты ранее, видимо, не обсуждались.

Исходим из модели и методики работы [3]. Внутри кольцевого интерферометра, образованного плоскими зеркалами, расположен слой среды толщиной l . Нелинейность среды вызывается насыщением поглощения (двухуровневая схема).¹ Усредненная по толщине слоя l разность населенностей нижнего и верхнего уровней n подчиняется кинетическому уравнению (2.1) работы [3]. Это уравнение в движущейся со скоростью v вместе с установившейся волной переключения в системе координат ($u = x - vt$, где x — координата в поперечном к оси интерферометра направлении) принимает вид

$$D \frac{d^2 n}{du^2} + v \frac{dn}{du} - BnJ - \frac{n - n_0}{\tau_0} = 0. \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, B — коэффициент Эйнштейна, n_0/τ_0 — разность скоростей накачки на нижний и верхний уровни. Усредненную в тонком слое нелинейной среды ($l < 1/\alpha_0$, где α_0 — коэффициент поглощения) интенсивность света J можно отождествить с падающей на слой

$$J = |E(u)|^2. \quad (3)$$

В приближении геометрической оптики ($l_0 \gg l_g$, $\tau_0 \gg \Delta t$)

$$E(u) = E_{\text{пад}} + RT(n)E(u - \Delta u), \quad \Delta u = \Delta x - v\Delta t = L\left(\theta - \frac{v}{c}\right). \quad (4)$$

Здесь R — произведение амплитудных коэффициентов зеркал, T — коэффициент пропускания нелинейного слоя [3]. Учет расстройек частот резонатора, атомного перехода и внешнего возбуждающего света (с амплитудой $E_{\text{пад}} = \text{const}$) привел бы в (4) к дополнительным фазовым множителям. Мы не будем вводить этих усложнений, считая далее R и T вещественными.

Приближенное решение (4) при достаточно малых Δu

$$J = \frac{I}{[1 - RT(n)]^2} \left\{ 1 + 2R^2L \frac{T(n) \frac{dT}{dn}}{[1 - RT(n)]^2} \frac{dn}{du} \left(\frac{v}{c} - \theta \right) \right\}. \quad (5)$$

Подставив (5) в (2), получим

$$\frac{d^2 n}{du^2} = F(n) + \Phi(n) \frac{dn}{du}, \quad (6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} F(n) &= \frac{BI}{D} \frac{n}{[1 - RT(n)]^2} + \frac{n - n_0}{D\tau_0}, \\ \Phi(n) &= -\frac{v}{D} + 2 \frac{BIR^2L}{D} \frac{nT(n) \frac{dT}{dn}}{[1 - RT(n)]^4} \left(\frac{v}{c} - \theta \right). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Привлекая механическую аналогию [3], интерпретируем (6) как уравнение Ньютона для частицы (n — «координата», u — «время»), на которую действуют сила $F(n)$ с «потенциалом» $U(n) = - \int F(n) dn$ и сила трения $\Phi(n) \frac{dn}{du}$. Для «энергии»

$$W = \frac{1}{2} p^2 + U(n), \quad p \equiv \frac{dn}{du}, \quad (8)$$

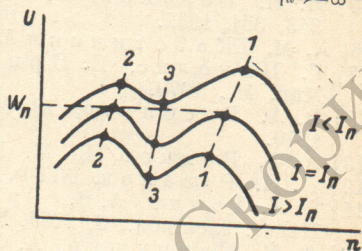
¹ Аналогичным образом можно описать температурный гистерезис в германиевом интерферометре [11].

из (6) следует

$$\frac{dW}{dn} = \Phi(n) p. \quad (9)$$

Характерное расположение «потенциальных кривых» указано на рисунке ($I \approx I_n$). При фиксированном I экстремумы $U(n)$ сопоставляются стационарным пространственно-однородным режимам — нижней (1), верхней (2) и промежуточной (3, неустойчива) ветвям S-образной кривой приближения плоских волн; зависимость n_{1-3} от θ отсутствует, $p(n_{1-3}) = 0$. Волны переключения отвечают траекториям, переходящим от одного из устойчивых состояний $n^{(-)} = n|_{u \rightarrow -\infty} = n_{1(2)}$ к другому $n^{(+)} = n|_{u \rightarrow \infty} = n_{2(1)}$. Следующее из (9) условие такого перехода

$$U(n_2) - U(n_1) = \int_{n_1}^{n_2} \Phi(n) p(n) dn \quad (10)$$



интерпретируется так: разность энергий в двух вершинах потенциальной кривой должна равняться работе «силы трения».

При $\theta = 0$ и $v = 0$ «трение» отсутствует, «энергия» W сохраняется, и

$$p = \text{sign}(n^{(+)} - n^{(-)}) p_0(n), \quad p_0(n) = \sqrt{2[W_n - U(n)]_{I=I_n}} > 0, \quad (11)$$

При этом из (10) следует определяющее величину I_n условие равенства высот двух горбов потенциальной кривой (см. рисунок).

При малых $I - I_n$ и θ в левой части (10) заменим

$$U(n_2) - U(n_1) \approx K(I - I_n), \quad K = \frac{B}{D} \int_{n_2}^{n_1} \frac{ndn}{[1 - RT(n)]^2} > 0, \quad (12)$$

а в правой части вместо $p(n)$ используем (11). Тогда, введя обозначения

$$Q = \frac{c}{D} \int_{n_2}^{n_1} p_0(n) dn > 0, \quad S = 2 \frac{BI_n R^2 L}{D} \int_{n_2}^{n_1} \frac{nT(n) \left| \frac{dT}{dn} \right|}{[1 - RT(n)]^4} p_0(n) dn > 0, \quad \left(\frac{dT}{dn} < 0 \right) \quad (13)$$

получим вместо (10)

$$K(I - I_n) = \text{sign}(n^{(+)} - n^{(-)}) \left[(Q + S) \frac{v}{c} - S\theta \right]. \quad (14)$$

При $\theta = 0$ находим отсюда скорость волн переключения

$$v_0 = \text{sign}(n^{(+)} - n^{(-)}) c \frac{K}{Q + S} (I - I_n). \quad (15)$$

При $\theta \neq 0$

$$v = \pm |v_0| + \eta c \theta, \quad \eta = \frac{S}{Q + S}. \quad (16)$$

Если $Q \ll S$, то $\eta = 1$, и соотношение (16) переходит в (1). В противоположном случае $S \ll Q$ будет $\eta \ll 1$, и вклад в скорость волн переключения пропорционального θ члена (16) существенно уменьшается. Последний вариант характерен для сред с достаточно большим временем релаксации, когда снос пучка за время Δt на интервал Δx вызывает перевод инерционной среды в другое гистерезисное состояние лишь на меньшем интервале $\eta \Delta x$. Это обстоятельство, в соответствии с [5], приводит к тому, что гистерезис в интерферометре с инерционной нелинейностью сохраняется при больших углах разъюстировки θ , чем в случае безынерционных сред. Отсутствие критичности к разъюстировке θ в экспериментах [12], по-видимому, свидетельствует о значительных временах релаксации в использованных полупроводниковых материалах.

Переход с целью повышения быстродействия бистабильных устройств к средам с меньшими временами релаксации одновременно повышает требования к точности согласования осей интерферометра и возбуждающего пучка.

Литература

- [1] Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов. Опт. и спектр., 48, 108, 1980.
- [2] Н. Н. Розанов. Письма ЖТФ, 6, 778, 1980.
- [3] Н. Н. Розанов. ЖЭТФ, 80, 96, 1981.
- [4] N. N. Rozanov, V. E. Semenov, Opt. Commun., 38, 435, 1981.
- [5] Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов, Г. В. Ходова. Квант. электрон., 9, 343, 351, 1982.
- [6] А. М. Жаботинский. Концентрационные автоколебания. Наука, М., 1974.
- [7] Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. Мир, М., 1979.
- [8] В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. УФН, 128, 625, 1979.
- [9] А. Ф. Волков, Ш. М. Коган. УФН, 96, 633, 1968.
- [10] Н. Н. Розанов. ЖТФ, 51, 2136, 1981.
- [11] Л. Л. Голик, А. В. Григорьянц, М. И. Елинсон, Ю. И. Балкарей. Квант. электрон., 8, 2058, 1981.
- [12] Ф. В. Карпушко, А. С. Киреев, И. А. Морозов, Г. В. Синицын, Н. В. Стриженов. ЖПС, 26, 269, 1977.

Поступило в Редакцию 24 декабря 1982 г.

УДК 535.9.082.5 : 546.48

Опт. и спектр., 55, вып. 6, 1983

СИГНАЛЫ ВЫСТРАИВАНИЯ В СПОНТАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ РАЗРЯДА В ПАРАХ КАДМИЯ

Атаджанов М., Котликов Е. и Чайка М.

В нашей предыдущей работе [1] сообщалось, что при излучении поглощения плазмой кадмиевого разряда спектральных линий 480.0 нм и 508.6 нм обнаружено самовыстраивание метастабильного состояния в разряде. На той же экспериментальной установке мы исследовали спонтанное излучение разряда на этих же линиях, его реакцию на приложенное к разряду перпендикулярно оси трубки (вдоль линии наблюдения) магнитное поле. На всех трех линиях наблюдается широкий сигнал Ханле, ширина 2.4 Э и знаки которого не оставляют сомнений в том, что он обусловлен выстраиванием уровня 6^3S_1 — общего верхнего уровня для всех трех спектральных линий. На спектральных линиях, соответствующих переходам $6^3S_1 - 5^3P_{1,2}$, кроме широкого сигнала имеются узкие, шириной около 0.2 Э, причем их знаки на обеих линиях одинаковы. Узкие сигналы имеют те же ширины и знаки, что и в просвечивающем свете [1]. Очевидно, что они образуются при прохождении спонтанного излучения через разряд от места возникновения до стенки разрядной трубки, т. е. вызваны поглощением света выстроенными состояниями 3P_1 и 3P_2 .

Выстраивание $5P$ -состояний может возникнуть под действием ряда процессов, из которых наиболее вероятными являются два: каскадная передача и оптическая накачка.

Прежде всего выстраивание состояния 6^3S_1 при спонтанном распаде переходит к нижним состояниям. Процесс такой передачи многократно был наблюден экспериментально. Наиболее полное теоретическое его рассмотрение содержится в работе [2]. Связь выстраивания конечного и начального состояний может быть описана формулой

$$\rho_a^x(a) = K (-1)^{J_a + J_b + x + 1} \begin{Bmatrix} x & J_b & J_b \\ 1 & J_a & J_a \end{Bmatrix} \rho_b^x(b),$$

где K — коэффициент пропорциональности.