

АНАЛОГОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРА С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ ПРИ ЖЕСТКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ГЕНЕРАЦИИ

Ю. Л. Козирацкий, В. С. Червяков, А. В. Алабовский

Физические процессы в лазерах с пассивной модуляцией добротности к настоящему времени достаточно хорошо исследованы [1]. Однако при разработке лазеров в рамках аналитического подхода бывает затруднено решение задач по выбору их рациональных параметров и оптимизации режима генерации. Аналитические выражения, полученные в [2] при сильных упрощающих предположениях, не отражают сложности релаксационной взаимосвязанности физических процессов и многих особенностей конкретных лазерных схем. Это ограничивает их практическое использование. Более широкие возможности для исследования процесса лазерной генерации при широкой вариации характеристик отдельных элементов появляются при аналоговом моделировании лазеров с помощью АВМ. В настоящей работе описано аналоговое моделирование лазера с пассивной модуляцией добротности, которая предусматривает «жесткое» возбуждение генерации от вспомогательного лазерного излучения за счет дополнительного просветления пассивного модулятора [4]. Аналоговая модель основана на самосогласованном решении системы дифференциальных уравнений балансного типа [2] для активного элемента (АЭ) и пассивного модулятора добротности, которая для лазера, работающего по четырехуровневой схеме, при стандартных обозначениях имеет следующий вид:

$$\partial I / \partial x + v^{-1} \partial I / \partial t = (\sigma \Delta - \beta) I; \quad (1)$$

$$\partial \Delta / \partial t = -2\sigma I \Delta + n_0 W_{14}; \quad (2)$$

$$\partial I_a / \partial x + v_a^{-1} \partial I_a / \partial t = -\sigma_a N_a I_a; \quad (3)$$

$$\partial N_a / \partial t = 2\sigma_a N_a I_a. \quad (4)$$

С использованием метода прямых [3, 4] система дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(4) приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений с заменой переменной « x » конечными разностями. Тогда исходной краевой задачей для моделирования является

$$dI_j(t)/dt = v(\sigma \Delta_j - \beta) I_j(t) - v I_j(t)/h + v I_{j-1}(t)/h; \quad (5)$$

$$d\Delta_j(t)/dt = 2\sigma I_j(t) \Delta_j + n_0 W_{14}; \quad (6)$$

$$dI_{aj}(t)/dt = v_a N_{aj} \sigma_a I_{aj}(t) - v_a I_{aj}(t)/h_a + v_a I_{aj-1}(t)/h_a; \quad (7)$$

$$dN_{aj}(t)/dt = 2\sigma_a N_{aj} I_{aj}(t), \quad (8)$$

где

$$I_j(t) = I(x_j, t), \quad I_{j-1}(t) = I(x_{j-1}, t), \quad I_{aj}(t) = I(x_{aj}, t),$$

$$I_{aj-1}(t) = I(x_{aj-1}, t), \quad j = 1, 2, 3 \dots n.$$

В качестве граничного условия для уравнения (5) принимаем значение интенсивности потока фотонов вспомогательного излучения при $x=0$, $I(x=0, t) = I(0, t) = I_0(t)$, а для уравнения (7) — значение интенсивности потока фотонов на входе пассивного модулятора добротности I_n (см. рис. 1). Система уравнений (5)–(8) дополняется начальными условиями при $t=0$ для плотности инверсной населенности АЭ $\Delta(x, 0) = \Delta(0) = \Delta_0$ и плотности активных частиц в поглощающем состоянии пассивного модулятора добротности $N_a(x, 0) = N_a(0) = N_0$ [5].

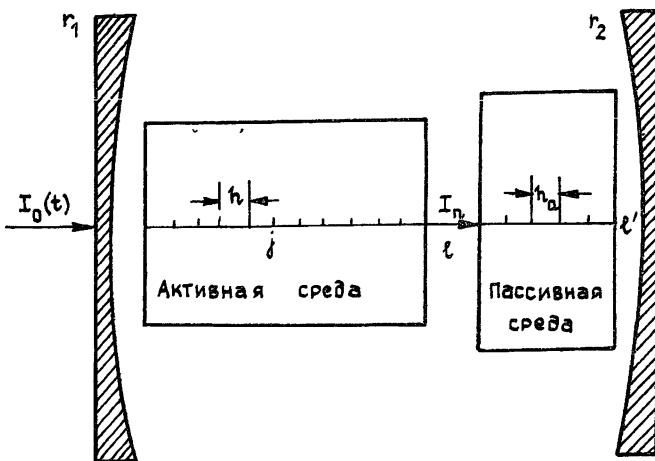


рис. 1.

Система уравнений (5)—(8) решалась с помощью АВМ АВК-33. Исходными данными для расчета были параметры АЭ [2]: $n_0=5 \cdot 10^{18}$ см⁻³; $W_{14}=4 \cdot 10^2$ л/с; $v=1,5 \cdot 10^{10}$ см/с; $\sigma=5,6 \cdot 10^{-19}$ см²; $\beta=0,01$ л/см; $l=6$ см; параметры пассивного модулятора добротности: $\sigma_a=1,5 \cdot 10^{-17}$ см²; $N_a=6 \cdot 10^{16}$ см⁻³; $T_0=0,36$; $l'=1$ см; $v_a=1,5 \cdot 10^{10}$ см/с; параметры резонатора: $r_1=0,2$; $r_2=0,9$; длительность вспомогательного лазерного излучения $\tau_{имп}=10^{-8}$ с.

При моделировании было введено понятие пространственной длительности лазерного излучения $\tau_{имп}$, что позволило варьировать величинами длительности импульса и скорости его распространения в активной и пассивной средах, сохраняя постоянной величину их произведения. Такое допущение обеспечивало возможность масштабирования переменных в рамках динамического диапазона современных АВМ.

Время остановки решения выбиралось в соответствии с величиной времени прохождения вспомогательного излучения по резонатору

Используя методы синтеза линейных цепей во временной области [6], импульс вспомогательного лазерного излучения при моделировании аппроксимировался прямоугольной формой, реализованной в виде ступенчатого воздействия.

Количество сечений определялось из соотношений $j=l/h$ и $j=l'/h_a$, где $h(h_a)$ — величина шага интегрирования, которая была выбрана в соответствии с заданной локальной ошибкой усечения [7] и максимальным порядком (60) АВМ АВК-33 с учетом необходимости воспроизведения на выходе j -го интегратора импульса вспомогательного лазерного излучения прямоугольной формы при условиях $(\sigma\Delta - \beta) = 0$ и $\sigma_a N_a l' = 0$.

На рис. 2 представлены временные зависимости интенсивности излучения I на выходе активной среды для значения начальной плотности инверсной населенности $\Delta_0=5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (зависимость 1), а также зависимости плотности инверсной населенности Δ и плотности активных частиц в поглощающем состоянии модулятора N_a (зависимости 2 и 3 соответственно) в процессе прохождения вспомогательного излучения через активную (АИГ: Nd³⁺) и пассивную (LiF:F₂) среды. При этом за начало переходного процесса принят момент времени воздействия вспомогательного излучения. Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 2, следует, что в процессе прохождения импульсного вспомогательного излучения через активную среду происходит его усиление. При этом максимальное значение интенсивности имеет начальная часть. Последующие участки принимают меньшие значения, так как распространяются в обедненной среде (с меньшей инверсной населенностью). Одновременно с увеличением интенсивности происходит уменьшение активных частиц в основном состоянии пассивной среды (ее просветление). При высоких уровнях начальной плотности инверсной населенности создаются условия перевода лазера из режима формирования гигантских импульсов в режим свободной генерации

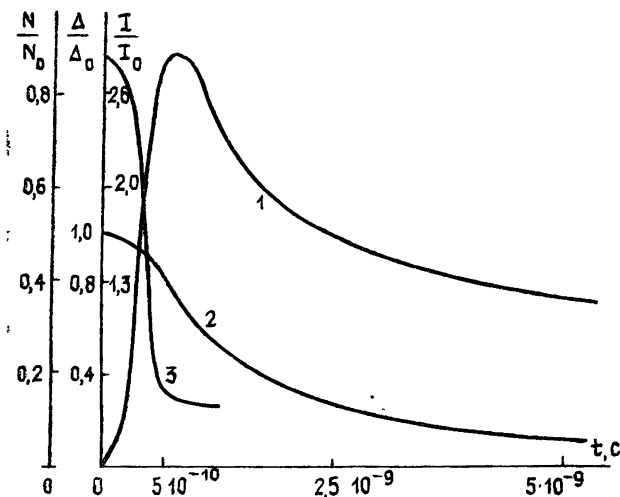


Рис. 2.

Необходимая величина вспомогательного излучения будет иметь значение $\sim 10^{20}$ Ф/см·с (при выбранных исходных данных АВМ АВК-33 позволяет исследовать с удовлетворительной точностью малые значения 10^{18} Ф/см·с). Если плотность инверсной населенности незначительна, то в результате прохождения сильного вспомогательного излучения происходит высвечивание активных частиц, а при слабом сигнале существенных изменений не наблюдается.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что аналоговое моделирование моноимпульсных лазеров с пассивной модулирующей добротности и «жестким» возбуждением генерации позволяет определять параметры лазерного излучения, условия задания режимов генерации гигантских импульсов и свободной генерации без использования различных упрощающих предположений. На основе разработанной аналоговой модели можно проводить оценку «жесткого» режима возбуждения генерации при значительном числе изменяемых параметров активной и пассивной сред, резонатора,

вспомогательного излучения, при этом затраты времени на проведение расчетов будут незначительны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов А. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. — М.: Радио и связь, 1981. — 350 с.
2. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. — М.: Сов. радио, 1967.
3. Урмаев А. С. Основы моделирования на АВМ. — М. Наука, 1978. — 319 с.
4. Дробышев В. И., Дымников В. П., Ривин Г. С. Задачи по вычислительной математике — М. Наука, 1980. — 143 с.
5. Ярив А. Квантовая электроника Пер. с англ / Под ред Я. И. Ханина. — М. Сов. радио, 1980 — 487 с.
6. Кочанов Н. С. Основы синтеза линейных электрических цепей во временной области. — М.: Связь, 1967.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию
19 мая 1987 г.

УДК 538.573

О НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА СЛОИСТУЮ СТОХАСТИЧЕСКУЮ СРЕДУ

Г. В. Попов, И. О. Ярошук

В работе [1] исследовалась задача распространения плоской волны в слоистой случайно-неоднородной среде при малых значениях волнового числа. Такая ситуация возникает, например, при наклонном падении плоской волны на слой слоистой среды. Было, в частности, установлено, что с уменьшением величины волнового числа статистические характеристики поля могут значительно различаться с диффузионным приближением [2]. Заметим, что варьирование угла падения волны вызывает не только изменение волнового числа в задаче, но и порождает изменение коэффициента диффузии и затухания волны в среде. Настоящая работа, являясь дополнением [1], посвящена изучению влияния этих факторов на статистические характеристики поля в полупространстве случайно-неоднородной среды.

Пусть слой среды занимает часть пространства $H_0 \leq x \leq H$ (далее считаем $H_0 \rightarrow -\infty$) и справа на него падает плоская наклонная волна $U_0(x, \rho) = \exp[ip(H-x) + iq\rho]$, где ρ — радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной к оси x , q — проекция волнового вектора на эту плоскость, $\rho^2 = k^2 - q^2$. Если $\varepsilon(x)$ — флуктуации диэлектрической проницаемости, а γ — поглощение в слое (вне слоя $\varepsilon = \gamma = 0$), то внутри неоднородного слоя волновое поле $U(x, \rho) = u(x) \exp(iq\rho)$ описывается уравнением

$$(d^2/dx^2) u(x) + [\rho^2 + k^2(\varepsilon(x) + i\gamma)]u(x) = 0 \quad (1)$$

при условии непрерывности поля и его производных на границах слоя. Будем далее предполагать, что $\varepsilon(x)$ — гауссов белый шум,

$$\langle \varepsilon(x) \rangle = 0, \quad \langle \varepsilon(x)\varepsilon(x') \rangle = 2\sigma^2\delta(x-x').$$

Если ввести параметр $\theta = \cos \varphi$, где φ — угол между нормалью к слою и волновым вектором, то уравнения погружения, эквивалентные задаче (1), в переменных $h = HD$, $\tilde{x} = xD$ (далее у x тильду не пишем, $D = k^2\sigma^2 l/2$ — коэффициент диффузии задачи (1) при $\varphi = 0$) имеют вид [2]

$$(\partial/\partial h)u(x, h) = [i\alpha\theta + \theta^{-1}(i\varepsilon_1(h) - \beta/2)u_h]u(x, h),$$

$$u(x, x) = u_x; \quad (2a)$$

$$(d/dh)u_h = 2i\alpha\theta(u_h - 1) + \theta^{-1}(i\varepsilon_1(h) - \beta/2)u_h^2, \quad u_{h_0} = 1. \quad (2b)$$

Здесь $\langle \varepsilon_1(h)\varepsilon_1(h') \rangle = \delta(h-h')$, $\alpha = k/D$, $\beta = k\gamma/D$. Отметим, что если нормировку уравнений погружения выполнить на коэффициент диффузии поля для произвольного угла падения $\tilde{D} = D\theta^2$, то уравнения (2a), (2b) будут иметь тот же вид, как и в случае нормального падения волны, если только вместо α записать $\tilde{\alpha} = \alpha\theta^3$, а вместо β записать $\tilde{\beta} = \beta\theta$.