

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОВЫШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА ОДНОПРОХОДОВЫМ УСИЛИТЕЛЕМ**Введение**

Характеристики излучения лидара для исследования атмосферы с использованием резонансной флюоресценции должны сочетать противоречивые требования получения больших значений энергии в импульсе и узкой ширины спектральной линии [1, 2]. Известно, что применение усилителей позволяет увеличить энергетические параметры и КПД излучателя [3, 4]. При этом удается снизить требования к энергетическим характеристикам генератора и улучшить стабильность параметров излучения, уменьшив нагрузку на элементы селективного резонатора. Поскольку для зондирования атмосферы принципиальное значение имеет спектральная чистота излучения, предпочтительно использовать усилители бегущей волны [4]. В этом случае спектральные и пространственные характеристики выходного пучка изменятся незначительно, поскольку в однопроходовых усилителях, в отличие от многопроходовых, нет накопления аберраций. Кроме того, надежность однопроходовых усилителей обеспечивается отсутствием зеркальных покрытий.

Активные среды на основе органических красителей обладают высоким коэффициентом усиления, поэтому при рассмотрении процессов, происходящих в активном элементе (АЭ), необходимо учитывать плотность усиленного шума, поскольку последняя может достигать значений, сравнимых с плотностью полезного излучения [5]. Как показывает анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных данной проблеме, именно усиленный радиационный шум оказывает наиболее существенное влияние на энергетические характеристики излучателей на красителях с ламповой накачкой.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов усиления излучения в усилителе бегущей волны на примере органического красителя родамин 6Ж с ламповой накачкой и получение аналитических соотношений для расчетов.

Как следует из уравнений баланса населенностей идеальной четырехуровневой модели, показатель коэффициента усиления среды для случая однородно уширенной линии определяется выражением [6]

$$k_y = \frac{k_{\max}}{1 + I/I_s}, \quad (1)$$

где k_{\max} – максимальный коэффициент усиления в отсутствие вынужденного излучения; I – интенсивность излучения в рассматриваемом сечении усилителя; I_s – интенсивность насыщения на частоте усиливаемого излучения.

Коэффициент усиления малого сигнала ($I_{\text{сх}} \ll I_s$) идеального усилителя максимален и экспоненциально растет с увеличением его длины ℓ . При постоянной плотности накачки интегральный коэффициент усиления определяется выражением

$$K_{\max} = \exp(k_y \cdot \ell). \quad (2)$$

На практике достижению максимального усиления препятствует ряд факторов, основными из которых являются насыщение усиления при прохождении усиливаемого излучения через усилитель, присутствие усиленного шума и пространственная неоднородность коэффициента усиления среды, обусловленная неравномерным распределением поглощенной энергии накачки.

Вывод основных соотношений для расчета усиления

При анализе усилителя на красителе с ламповой накачкой ограничимся системой балансных уравнений [7] в приближении стационарного режима, поскольку длительности импульсов накачки и усиливаемого излучения приблизительно на два порядка больше радиационного времени жизни возбужденного состояния. В этом приближении населенность рабочего уровня, коэффициент усиления и интенсивность усиленного радиационного шума определяются мгновенными значениями мощности накачки и интенсивности усиливаемого излучения. Тогда для произвольного сечения z АЭ балансные уравнения имеют вид

$$W_n \cdot n_0 - n_1 \cdot (\tau_s^{-1} + k_{st}) - n_1 \cdot F_z \cdot \sigma_{10} + n_0 \cdot F_z \cdot \sigma_{01} - \bar{F}_p \cdot \sigma_{10} \cdot n_1 + \bar{F}_p \cdot \sigma_{01} \cdot n_0 - \quad (3)$$

$$n_1 \cdot \int_{\nu} \sigma_{10}(\nu) \cdot \bar{F}_s(\nu) d\nu + n_0 \cdot \int_{\lambda} \sigma_{01}(\nu) \cdot \bar{F}_s(\nu) d\nu = 0,$$

$$n_1 \cdot k_{st} - n_t \cdot \tau_t^{-1} = 0, \quad (4)$$

$$n_0 + n_1 + n_t = n, \quad (5)$$

где W_n – скорость накачки; τ и τ_t – время жизни соответственно состояний S_1 и T_1 ; k_{st} – скорость синглет-триплетной конверсии; F_z – плотность усиливаемого потока фотонов в сечении z ; σ_{10}, σ_{01} – соответственно сечения вынужденного излучения и поглощения частоте усиливаемого излучения; n_0, n_1, n_t – соответственно населенности основного, возбужденного и триплетного уровней; $\bar{F}_s(\nu)$ – усредненная по длине усилителя спектральная плотность усиленного радиационного шума; \bar{F}_p – усредненная по длине усилителя плотность усиленного рассеянного шума.

Уравнения (3) – (5) должны быть дополнены выражениями для усредненных интенсивностей усиленного радиационного и рассеянного шума [8]:

$$I_s = (h\nu_s) \cdot \frac{n_1}{\tau} \cdot g \cdot \frac{\xi}{k_y^{\max}} \cdot \tilde{G}_{\max}, \quad (6)$$

$$I_p = I_s^{(p)} \cdot \frac{\gamma_p}{k_y} \cdot G,$$

где безразмерные коэффициенты \tilde{G}_{\max} и G рассчитываются по формулам:

$$\tilde{G}_{\max} = 2a \cdot \left[\frac{\xi \cdot \exp(k_y^{\max} b \ell / \xi) - 1}{k_y^{\max} b \ell} - 1 \right], \quad (7)$$

$$G = \left[\frac{\exp(k_y b \ell) - 1}{k_y b \ell} - 1 \right].$$

Здесь использованы обозначения: k_y^{\max} – максимальный коэффициент усиления на единицу длины АЭ в режиме «самонастройки» для усиленного радиационного шума; k_y – коэффициент усиления на длине волны усиливаемого излучения.

Решая систему уравнений (3) – (5) относительно n_1 при $k_{st} \tau \ll 1$ и с учетом соотношений (7), получим:

$$n_1 = \frac{(h\nu_n)^{-1} \cdot \frac{P_{ногл}}{V} \cdot \tau + (\bar{F}_p + F_z) \cdot \sigma_{01} \cdot n_0 \cdot \tau}{1 + \rho + (\bar{F}_p + F_z) \cdot \sigma_{10} \cdot \tau}, \quad (8)$$

где $P_{ногл}$ – мощность накачки, поглощаемая в активном элементе усилителя.

Безразмерный коэффициент ρ , характеризующий влияние усиленного радиационного шума, определяется выражением [8]:

$$\rho = \mathcal{G} \cdot \tilde{G}_{\max} \cdot (1 + \xi \cdot \tilde{\Phi}), \quad (9)$$

где \mathcal{G} и $\tilde{\Phi}$ определяются соотношениями

$$\mathcal{G} \approx 0,85 + 0,088 \cdot \ln\left(\frac{n_1}{n}\right), \quad \tilde{\Phi} = \mu \cdot \theta \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{10}} \cdot \frac{k_y}{k_y^{\max}}.$$

Здесь использованы обозначения:

$$\theta = \frac{1 + \sigma_{01} \cdot n / k_y^{\max}}{\chi}, \quad \mu = k_{st} \cdot \tau_t.$$

Коэффициент усиления может быть представлен в виде [7]:

$$k_y = \chi \cdot \sigma_{10} \cdot n_1 - \sigma_{01} \cdot n - \gamma_p, \quad (10)$$

где γ_p – коэффициент рассеивания излучения на неоднородностях АЭ.

Безразмерный коэффициент χ вычисляется по формуле [7]:

$$\chi = 1 + \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}} \cdot (1 + \mu) - \mu \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}.$$

Тогда, подставляя в соотношение (10) выражение (8) для n_1 и переходя от плотностей потоков к интенсивностям, получаем

$$k_y(z) = \chi \cdot \frac{(v_z/v_n) p_0 p_1 \cdot (P_n/V) + (\bar{I}_p + I_z) \cdot \sigma_{01} n_0}{I_s \cdot (1 + \rho) + \bar{I}_p + I_z} - \sigma_{01} n - \gamma_p, \quad (11)$$

где V – объем АЭ; p_0 – КПД системы накачки; p_1 – часть энергии накачки, возбуждающая молекулы на рабочий уровень [9].

Таким образом, интенсивность излучения на выходе усилителя может быть найдена путем последовательной процедуры вычислений

$$I_{z+1} = I_z \cdot \left[k_y(z) \cdot dz + 1 \right] \Big|_{z=1}^{z=\ell}, \quad (12)$$

где $I_{z=1} \equiv I_{вх}$ – интенсивность излучения на входе усилителя; $I_{z=\ell} \equiv I_{вых}$ – выходная интенсивность.

Интегральный коэффициент усиления за проход может быть найден как

$$K = I_{вых} / I_{вх}. \quad (13)$$

Интегральный коэффициент усиления K и усредненный по длине усилителя показатель коэффициента усиления \bar{k}_y связаны соотношением

$$\bar{k}_y = \frac{1}{\ell} \cdot \ln(K) . \quad (14)$$

При изменении входной интенсивности излучения меняется населенность рабочего уровня и, в соответствие с этим, частота максимума усиления. Частоту максимума спектра люминесценции можно определить из выражения [10]:

$$\nu_{\max} = [5,36 - 0,047 \cdot \ln(7,06 \cdot \Gamma)] \cdot 10^{14} \text{ Гц} ,$$

с учетом того, что

$$\Gamma = \left[\sigma_{10} - \mu \cdot \sigma_t - \bar{k}_y \cdot (1 + \mu) / n \right] / \left[\sigma_{01} + \bar{k}_y / n \right] . \quad (15)$$

Зная частоту максимума усиления, можно по известным формулам [7] рассчитать соответствующие σ_{10} и σ_{01} . Среднюю населенность \bar{n}_1 возбужденного уровня можно определить из (10) с помощью выражения

$$\bar{n}_1 = \frac{1}{\sigma_{10} \cdot \chi} \cdot \left[\bar{k}_y + \sigma_{01} \cdot n + \gamma_p \right] . \quad (16)$$

Тогда максимальный коэффициент усиления, согласно (4.9):

$$\bar{k}_y^{\max} = \bar{n}_1 \cdot \left[\sigma_{10}^{\max} + \sigma_{01}^{\max} \cdot (1 + \mu) - \mu \cdot \sigma_t \right] - \sigma_{01}^{\max} \cdot n - \gamma_p . \quad (17)$$

Подставив полученное значение \bar{k}_y^{\max} в формулу (3.89), получим значение \tilde{G}_{\max} , используемое в выражении (4.8).

Выводы

Получены аналитические соотношения для расчета коэффициента усиления усилителя бегущей волны на органическом красителе с ламповой накачкой. При выводе соотношений учитывалось влияние усиленного радиационного и рассеянного шума. Результаты работы могут быть использованы для расчета энергетического расчета излучателя резонансного лидара, построенного по схеме генератор-усилитель.

Список литературы: 1. Гарднер, Ч.С. Применение лидара на резонансной флюоресценции натрия в атмосферных исследованиях и астрономии // ТИИЭР. – 1989. – Т.77, №3. – С.44-56. 2. Лазеры на красителях с ламповой накачкой для исследования атмосферы / Лагутин М.Ф., Зарудный А.А., Басецкий В.Л., Плетенев В.Г. // Радиотехника. – 1997. – Вып.102. – С.104-114. 3. Loth C., Megie G. A high spectral luminance dye amplifier // J. Phys. E. – 1973. – V.7, №2. – P. 80-82. 4. Лагутин, М.Ф., Мустецов, Н.П., Зарудный, А.А. Однокаскадный усилитель на органических красителях // Тезисы докладов 2-й Всесоюз. конф. “Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение”. – Душанбе, 1977. – С.341-342. 5. Николаев, С.В., Коробов, А.М. Влияние усиленного радиационного шума на энергетические характеристики перестраиваемых лазеров на красителях. – Харьков, 1987. – 20с.(Препринт / АН УССР. – ИРЭ. – №356) 6. Методы расчета оптических квантовых генераторов ; под ред. Б.И. Степанова. – Минск : Наука и техника, 1966. – Т.1. – 612с. 7. Басецкий, В.А., Зарудный, А.А. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара // Радиотехника. – 2010. – Вып 160. – С.124-129. 8. Зарудный, А.А., Басецкий, В.Л. Теоретический анализ интенсивности усиленного радиационного шума в лазере на красителях с ламповой накачкой // Радиотехника. – 2012. – Вып. №169. – С. 354-358. 9. Анохов, С.П., Марусий, Т.Я., Соскин, М.С. Перестраиваемые лазеры. – М. : Радио и связь, 1982. – 360с. 10. Зарудный, А.А. Теоретический анализ интенсивности усиленного радиационного шума в лазере на красителях с ламповой накачкой // Радиотехника. – 2014. – Вып. №177. – С. 210-216.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.07.2015