

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАТЧИКА ЛИДАРА, ПОСТРОЕННОГО ПО СХЕМЕ ГЕНЕРАТОР-УСИЛИТЕЛЬ

Введение

Известно, что применение усилителей позволяет, в общем случае, увеличить энергетические параметры и КПД излучателя [1, 2]. 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 использование усилителей бегущей волны [3].

При построении излучателя лидара по схеме генератор-усилитель в условиях постоянной плотности накачки возникает проблема выбора соотношения между протяженностью активного элемента генератора и протяженностью активной среды усилителя бегущей волны, обеспечивающего максимальный КПД всего излучателя.

Основными задачами работы являлось выяснение факторов, влияющих на выбор соотношений длин активных элементов генератора и усилителя на основе органического красителя родамин 6Ж с ламповой накачкой при ограниченной их суммарной протяженности. В работе использовались результаты теоретического анализа процессов усиления излучения в однопроходном усилителе, полученные с участием автора ранее [3].

Анализ эффективности излучателя проводился в предположении общей системы накачки для генератора и усилителя, что обеспечивает одинаковые временные характеристики световых импульсов и значений КПД накачки.

Вывод соотношений и методика расчета

При анализе усилителя на красителе с ламповой накачкой ограничимся системой уравнений в приближении стационарного режима. В этом приближении населенность рабочего уровня, коэффициент усиления и интенсивность усиленного радиационного шума определяются мгновенными значениями мощности накачки и интенсивности усиливаемого излучения. При выводе уравнений порога и мощности генерации процессы, происходящие в АЭ, рассматривались в рамках трехуровневой энергетической модели: основное синглетное состояние S_0 , первое возбужденное синглетное состояние S_1 , первое возбужденное триплетное T_1 и соответствующие им населенности n_0 , n_1 и n_t . Тогда для произвольного сечения z активного элемента усилителя балансные уравнения имеют вид [4]:

$$\begin{aligned} W_n \cdot n_0 - n_1 \cdot (\tau_s^{-1} + k_{st}) - n_1 \cdot F_z \cdot \sigma_{10} + n_0 \cdot F_z \cdot \sigma_{01} - \\ \bar{F}_p \cdot \sigma_{10} \cdot n_1 + \bar{F}_p \cdot \sigma_{01} \cdot n_0 - \\ n_1 \cdot \int_v \sigma_{10}(v) \cdot \bar{F}_n(v) dv + n_0 \cdot \int_\lambda \sigma_{01}(v) \cdot \bar{F}_n(v) dv = 0, \\ n_1 \cdot k_{st} - n_t \cdot \tau_t^{-1} = 0, \quad n_0 + n_1 + n_t = n, \end{aligned} \quad (1)$$

где W_n – скорость накачки; F_z – плотность усиливаемого потока фотонов в сечении z ; σ_{10}, σ_{01} – соответственно сечения вынужденного излучения и поглощения частоте усиливаемого излучения; τ_s и τ_t – время жизни соответственно состояний S_1 и T_1 ; k_{st} – скорость синглет-триплетной конверсии; $\bar{F}_n(v)$ – усредненная по длине усилителя спектральная

плотность усиленного радиационного шума; \bar{F}_p – усредненная по длине усилителя плотность усиленного рассеянного шума.

Система уравнений (1) была дополнена уравнениями для усредненных плотностей радиационного \bar{F}_r и рассеянного \bar{F}_p шумовых составляющих излучения [5]:

$$\bar{F}_r = \frac{n_1}{\tau} \cdot \vartheta \cdot \frac{2a \cdot \xi}{k_y} \cdot \left[\frac{\xi \cdot \exp(k_y b l) - 1}{k_y b l} - 1 \right], \quad \bar{F}_p = \bar{F}_g \cdot \frac{\gamma_p}{k_y} \cdot \left[\frac{\exp(k_y b l) - 1}{k_y b l} - 1 \right], \quad (2)$$

где $\xi = 1,65$ – константа, характеризующая снижение среднего по спектру значения коэффициента усиления относительно максимального, полученная с учетом формы и полуширины спектров люминесценции и усиленного шума; l – длина активного элемента (АЭ) усилителя; k_y – коэффициент усиления на единицу длины АЭ; γ_p – коэффициент рассеяния на неоднородностях активной среды; \bar{F}_g – усредненная плотность потока усиливаемого излучения.

Безразмерный коэффициент ϑ определяет долю спонтанной эмиссии, попадающую в полосу усиления по отношению ко всей излученной мощности люминесценции [5].

Коэффициенты a и b в (2) могут быть рассчитаны по известным формулам [6]:

$$a = \frac{(\tilde{n} - 1) \cdot (\tilde{n} + 3)}{2 \cdot (\tilde{n} + 1)^2}, \quad b = \frac{\tilde{n}}{\tilde{n} - 1} \cdot \ln(\tilde{n}), \quad (3)$$

где \tilde{n} – коэффициент преломления активной среды.

Решая систему уравнений (1) относительно n_1 при $k_{st} \tau \ll 1$ и с учетом соотношений (2-3), получим:

$$n_1 = \frac{W_n \cdot n_0 \cdot \tau + (\bar{F}_p + F_z) \cdot \sigma_{01} \cdot n_0 \cdot \tau}{1 + \rho + (\bar{F}_p + F_z) \cdot \sigma_{10} \cdot \tau}, \quad (4)$$

Безразмерный коэффициент ρ , характеризующий влияние усиленного радиационного шума определяется выражением

$$\rho = \vartheta \cdot \tilde{G} \cdot (1 + \xi \cdot \tilde{\Phi}), \quad (5)$$

где \tilde{G} и $\tilde{\Phi}$ определяются соотношениями [4]

$$\tilde{G} = 2a \cdot \left[\frac{\xi \cdot \exp(k_y b l / \xi) - 1}{k_y b l} - 1 \right], \quad \tilde{\Phi} = \frac{\sigma_l \cdot n_l}{k_y}. \quad (6)$$

Коэффициент усиления на единицу длины АЭ может быть представлен в виде

$$k_y = \sigma_{10} \cdot n_1 - \sigma_{01} \cdot n - \gamma_p. \quad (7)$$

Тогда, подставляя в последнее соотношение выражение для n_1 и переходя от плотностей потоков к интенсивностям, получаем:

$$k_y(z) = \frac{\eta_n \cdot (P_n / V) + (\bar{I}_p + I_z) \cdot \sigma_{01} n_0}{I_s \cdot (1 + \rho) + \bar{I}_p + I_z} - \sigma_{01} n - \gamma_p, \quad (8)$$

где η_n – КПД накачки; P_n – мощность накачки; V – объем АЭ усилителя; $I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{10} \tau}$ – интенсивность насыщения на частоте усиливаемого излучения.

Интенсивность излучения на выходе усилителя определялась последовательной процедурой вычислений

$$I_{z+1} = I_z \cdot \left[k_y(z) \cdot dz + 1 \right] \Big|_{z=1}^{z=\ell}, \quad (9)$$

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

Интегральный коэффициент усиления за проход может быть найден как

$$K = I_{вых} / I_{ex}. \quad (10)$$

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

$$\bar{k}_y = \frac{1}{\ell} \cdot \ln(K). \quad (11)$$

Для сходимости расчета уточненное значение коэффициента усиления каждый раз определялось по формуле

$$\bar{k}_y = \bar{k}_y(i-1) + a \cdot \bar{k}_y(i), \quad (12)$$

где a – константа, удовлетворяющая соотношению $0 < a < 1$. Конкретное значение $a \approx 0,01 \div 0,1$ выбиралось из условия сходимости процесса счета.

Затем рассчитываются новые значения ρ и \bar{I}_p , входящих в формулу (12). Процедура расчета продолжалась до тех пор, пока относительная разница между двумя последовательными вычислениями $(I_i - I_{i-1})/I_i$ становилась меньше заданной погрешности δ .

Полученные результаты

При анализе спектрально-энергетических характеристик излучателя в качестве критерия оптимальности использовалась величина эффективной энергии излучения передатчика, определяемая выражением [2]:

$$E_{эф} = E_0 \cdot \sigma_{эф} / \sigma_{max}$$

где E_0 – энергия излучения передатчика; $\sigma_{эф}$ – эффективное сечение рассеяния на атомах атмосферной примеси; σ_{max} – сечение поглощения (рассеяния) в максимуме спектральной линии.

Исследования лазера с дисперсионным резонатором показали, что генераторы с двумя и тремя внутриврезонаторными интерферометрами обеспечивают приблизительно одинаковые значения эффективной энергии [4], поэтому для передатчика с одним только генератором первый вариант оказывается более предпочтительным, ввиду существенного упрощения процедуры настройки и, кроме того, требования к спектральной стабильности генерируемого излучения оказываются менее жесткими. Ситуация кардинальным образом меняется, если передатчик строится по схеме генератор-усилитель. При однородно уширенной линии коэффициент усиления будет зависеть только от интенсивности излучения на входе усилителя, поэтому вариант с тремя внутриврезонаторными интерферометрами более предпочтителен, поскольку в этом случае энергия генератора ниже при более узкой полосе спектра излучения и, соответственно, коэффициент усиления усилителя оказывается выше. На рис. 1 представлены результаты расчета $E_{эф}$ системы генератор-усилитель в зависимости от протяженности усилителя. В расчетах использовались параметры излучения генераторов длиной 24см, оптимальных по $E_{эф}$ для вариантов дисперсионных резонаторов с двумя и тремя внутриврезонаторными интерферометрами. Из рисунка видно, что комбинация усилителя с узкополосным генератором обеспечивает значительное преимущество по эффективной энергии.

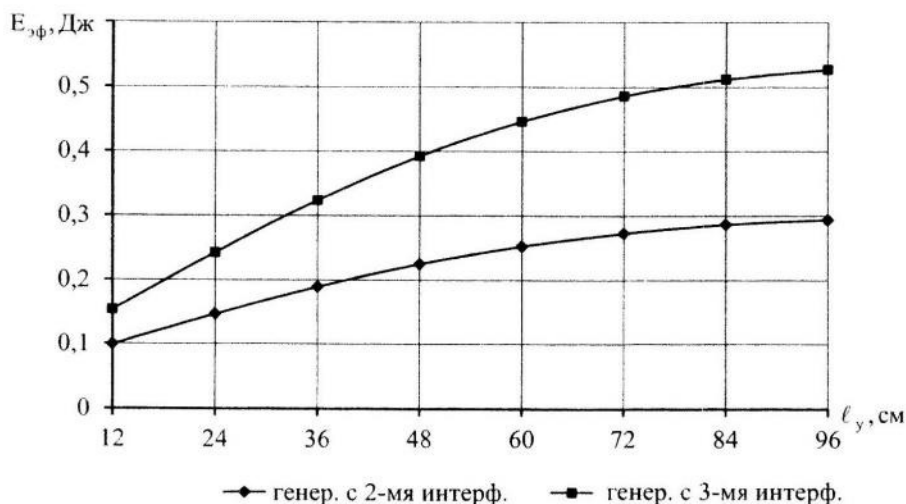


Рис. 1

В расчетах использовались следующие исходные данные, соответствующие импульсам накачки, используемых в экспериментах: энергия накачки, подводимая к лампам (соответствующая их ресурсу, равному 10^4 вспышек) принималась 90 Дж; длительность светового импульса – 3,5 мкс. Интервал изменения длины кюветы с красителем выбирался равным 12 см, что соответствовало разрядному промежутку ламп ИСП-5000, которые использовались авторами в экспериментальных исследованиях. В качестве генерационной среды использовался спиртовой раствор красителя родамин 6Ж. КПД накачки определялся по результатам экспериментальных исследований генератора.

С практической точки зрения интересно было проанализировать оптимального соотношение длин усилителя и генератора в излучателе при постоянных суммарной их длине и плотности накачки, поскольку увеличение общей мощности накачки может быть ограничено либо электрической мощностью источника питания, либо предельной нагрузкой общего коммутатора.

На рис. 2 представлены результаты расчетов оптимальной длины генератора по критерию максимальной $E_{эф}$ в системе генератор-усилитель, полученные при постоянной общей длине накачиваемой области, равной 96 см.

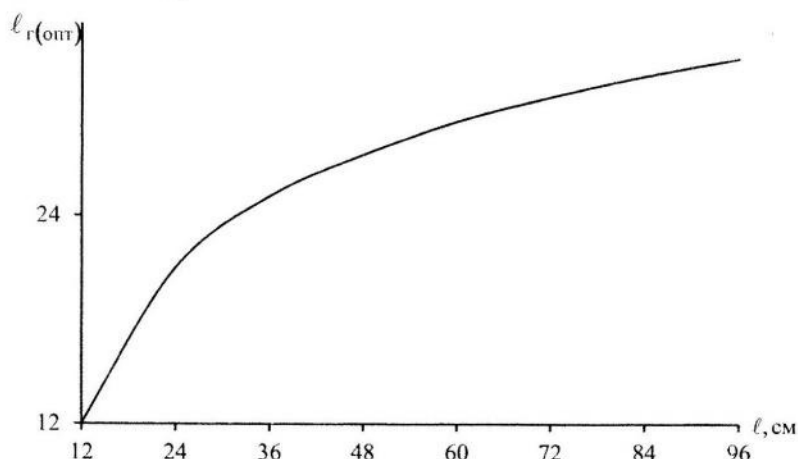


Рис. 2

Из рисунка видно, что применение усилителя энергетически выгодно при достижении некоторой длины накачиваемой области, которая зависит от плотности накачки. При принятых энергетических параметрах накачки эта длина, как следует из представленной зависимости, равняется приблизительно 25 см.

На рис. 3 представлены результаты расчетов эффективной энергии излучения генератора и системы генератор-усилитель при одинаковой длине накачиваемой области. Из представленных зависимостей следует, что при выбранных параметрах накачки система генератор-усилитель обеспечивает преимущество по сравнению с генератором, если длина накачиваемой области превышает 25 см.

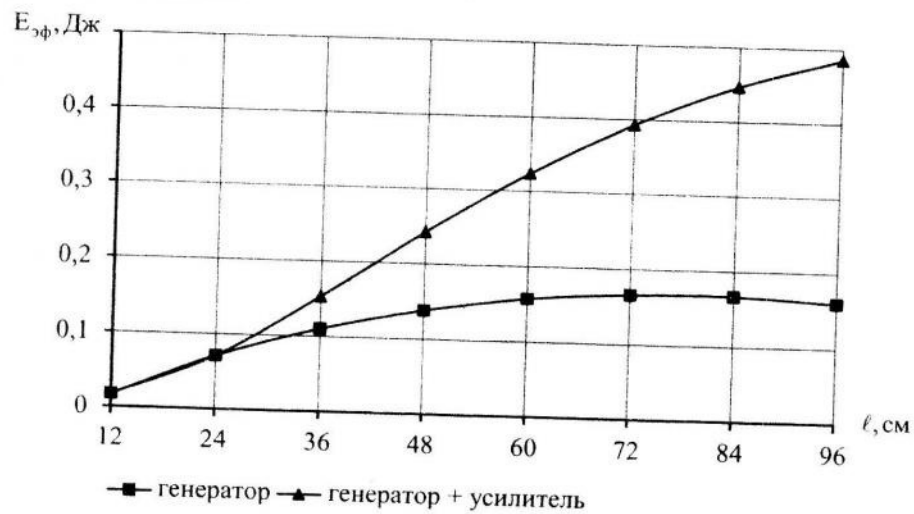


Рис. 3

Анализ расчетных результатов, полученных при различных плотностях накачки показал, что для всех случаев существуют оптимальные соотношения длин генератора и усилителя, при которых энергия излучения максимальна, причем при снижении интенсивности накачки это соотношение смещается в сторону больших длин генератора. Последнее связано с резким снижением энергии генерации в режимах близких к пороговым.

Выводы

Сравнение теоретических зависимостей энергетических характеристик системы генератор-усилитель с аналогичными зависимостями, полученными для генератора показывает, что при одинаковой протяженности накачиваемой области преимущество усилителя начинает сказываться лишь начиная с некоторой длины, зависящей от плотности накачки и потерь в резонаторе генератора. Если же длина накачиваемой области меньше этой величины, то излучатель выгоднее строить по схеме с одним только генератором. В остальных случаях несмотря на некоторое усложнение излучателя целесообразнее использовать систему генератор-усилитель.

Список литературы:

1. Зарудный А.А., Мегель Ю.Е., Лагутин М.Ф. Лидар для исследования мезосферной примеси // Оптика атмосферы. 1988. Т.1, №6. С.83-89.
2. Зарудный А.А., Лагутин М.Ф., Кузьменко В.Н., Тулинов Г.Ф. Резонансные лидары в глобальном мониторинге примесей верхней атмосферы // Прикладная радиоэлектроника. 2004. №1. С.16-28.
3. Зарудный А.А. Теоретический анализ повышения интенсивности излучения резонансного лидара однопроходным усилителем // Радиотехника. 2014. Вып.178. С.71-74.
4. Басецкий В.А., Зарудный А.А. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара // Радиотехника. 2010. Вып.160. С.124-129.
5. Басецкий В.Л., Зарудный А.А. Теоретический анализ интенсивности радиационного шума в лазере на красителях с ламповой накачкой // Радиотехника. 2012. Вып.169. С.354-358.
6. Методы расчета оптических квантовых генераторов ; под ред. Б.И. Степанова. Минск : Наука и техника, 1968. Т.2. 656с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.03.2018