

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1972

УДК 621.378.525

С. С. БАЙКОВ

О ВЛИЯНИИ УСИЛЕННОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ УСИЛЕНИЯ В УСИЛИТЕЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Рассматривается процесс усиления сигнала от внешнего источника в активной среде усилителя бегущей волны. Усиливающая среда предполагается насыщенной усиленным спонтанным излучением. На основе системы из трех нелинейных дифференциальных уравнений переноса излучения рассчитан коэффициент усиления усилителя бегущей волны с учетом усиленного спонтанного излучения в его активной среде. Проведено экспериментальное исследование коэффициента усиления усилителя, насыщенного усиленным спонтанным излучением.

Одним из факторов, снижающих эффективный коэффициент усиления усилителя бегущей волны (а следовательно, и его чувствительность), является спонтанное излучение. В случае таких газовых систем, как He—Ne с длиной волны 3,39 мкм или He—Xe с длиной волны 3,5 мкм, обладающих большим коэффициентом усиления на единицу длины активной среды, спонтанное излучение усиливается и приводит к уменьшению уровня инверсии в среде на частоте лазерного перехода. При больших длинах активной части усилителя усиленное спонтанное излучение может достигать больших мощностей. В отсутствие сигнала от внешнего источника в усилителе происходит усиление двух волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях вдоль наибольшего размера активной среды усилителя.

Источником этих волн является спонтанное излучение на частоте лазерного перехода. При определенной длине активной части усилителя усиливающая среда на одном конце может полностью насыщаться за счет спонтанного излучения с другого конца. В литературе это явление получило термин «сверхсветимость» (или суперлюминесценция).

Наличие в активной среде усилителя мощной суперлюминесценции приводит к увеличению эффективной шумовой температуры, снижению эффективного коэффициента усиления, искажению формы амплитудно-частотной характеристики и расширению полосы пропускания. В настоящей статье рассматривается влияние суперлюминесценции на процессы усиления когерентного сигнала от внешнего источника в таком насыщенном по суперлюминесценции усилителе бегущей волны.

С точки зрения физических процессов, происходящих в усиливающей среде усилителя, действие суперлюминесценции играет двойную роль. С одной стороны, суперлюминесценция приводит к уменьшению

инверсной населенности и действие ее в некотором смысле эквивалентно сокращению времени жизни возбужденных частиц на верхнем лазерном уровне. С другой стороны, если в усилитель поступает слабый сигнал от внешнего источника, процесс усиления такого сигнала осложняется вследствие конкуренции между сигнальным компонентом и суперлюминесценцией. Предположим, что в усилитель поступает сигнал с лазерного генератора, работающего в режиме, близком к пороговому. Тогда при малых уровнях сигнала мощность суперлюминесценции имеет почти такую же величину, как и при отсутствии сигнала. В этом случае суперлюминесценция берет всю инверсию на себя и сигнал усиливается слабо.

При увеличении уровня мощности сигнала на входе усилителя число актов индуцированного излучения увеличивается вследствие усиления сигнального компонента, а число актов спонтанного излучения уменьшается. Поскольку источником суперлюминесценции является спонтанная эмиссия в активном слое усилителя (спонтанная эмиссия осуществляет «подпитку» суперлюминесцентной волны), это приводит к тому, что мощность суперлюминесценции убывает с ростом мощности сигнала. Приводим результаты теоретического и экспериментального исследования процессов усиления в таком «суперлюминесцирующем» усилителе.

Теория

В общем случае в усилителе бегущей волны усиливаются три компонента: два суперлюминесцентные, распространяющиеся в противоположных направлениях вдоль геометрической оси усилителя, и сигнальный от внешнего источника. Обозначим интенсивность суперлюминесцентных волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях вдоль оси z усилителя, через J^+ и J^- , а сигнальный через J_s .

Процесс усиления этих трех компонентов может быть описан системой уравнений (для расчета используется трехуровневая модель):

$$\frac{dJ_s}{dz} = J_s k(z),$$

$$\frac{dJ^+}{dz} = J^+ k(z) + h_0 N_3(z), \quad (1)$$

$$-\frac{dJ^-}{dz} = J^- k(z) + h_0 N_3(z),$$

где в случае однородно уширенной линии $k(z)$ имеет вид [1]:

$$k(z) = \frac{k_0}{1 + J^+ + J^- + J_s}, \quad (2)$$

а в случае неоднородно уширенной линии:

$$k(z) = \frac{k_0}{\sqrt{1 + J^+ + J^- + J_s}}. \quad (3)$$

В этих уравнениях J — нормированная интенсивность дается — выражением $J = \eta J(v_0, z) \left[\frac{2}{\pi} \Delta v_N \right]$, в котором η — параметр насыщения, $J(v_0, z)$ — интенсивность волны, Δv_N — естественная ширина линии.

В двух последних уравнениях системы (1) член $h_0 N_3(z)$ показывает, что источником суперлюминесценции является спонтанная эмиссия с верхнего лазерного уровня ($N_3(z)$ — населенность этого уровня) в активном слое dz . Будем считать сигнальный компонент параллельным пучком. Это приближение позволит не учитывать вклад спонтанной эмиссии в сигнальный компонент J_s . Предположим также, что задающий генератор работает на одной частоте, которая совпадает с центром спектральной линии лазерного перехода среды. Величина h_0 может быть представлена в виде

$$h_0 = A_{32} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0}, \quad (4)$$

где Ω — телесный угол, в котором происходит распространение суперлюминесценции, а $\Delta\nu$ — ее спектральная ширина, $\Delta\nu_0$ — доплеровская ширина линии перехода, A_{32} — вероятность спонтанного излучения.

Населенность верхнего уровня $N_3(z)$ можно определить из уравнения для мощности, генерируемой средой

$$P_{\text{ген}} = (N_3^0 - N_3) A_3. \quad (5)$$

Здесь N_3^0 — населенность верхнего уровня ненасыщенной среды, A_3 — скорость затухания спонтанного излучения с уровня 3. Определяя $P_{\text{ген}}$ через коэффициент усиления $k(z)$ и интенсивность J , получим из (5)

$$N_3 = N_3^0 - \frac{P_{\text{ген}}}{A_3} = N_3^0 - \frac{kI}{A_3} = N_3^0 - \frac{\pi}{2\eta\Delta\nu_N A_3} J_{\Sigma} k(z), \quad (6)$$

где η — параметр насыщения, $\Delta\nu_N$ — естественная ширина линии перехода, а $J_{\Sigma} = J^+ + J^- + J_s$.

В пределе $J_{\Sigma} \rightarrow \infty$ неоднородное уширение должно переходить в однородное. В противном случае при $J_{\Sigma} \rightarrow \infty$ величина N_3 может стать отрицательной. Подставляя (6) в (1), получим систему уравнений для J^+ , J^- и J_s :

$$\begin{aligned} \frac{dJ_s}{dz} &= + J_s k(z), \\ \frac{dJ^+}{dz} &= + J^+ k(z) + h_0 N_3^0 - \frac{h_0 \pi}{2A_3 \eta \Delta\nu_N} J_{\Sigma} k(z), \\ \frac{dJ^-}{dz} &= - J^- k(z) - h_0 N_3^0 + \frac{h_0 \pi}{2A_3 \eta \Delta\nu_N} J_{\Sigma} k(z). \end{aligned} \quad (7)$$

Введем обозначения

$$h_0 N_3^0 \equiv b > 0, \quad \frac{h_0 \pi}{2A_3 \eta \Delta\nu_N k_0} \equiv a > 0.$$

Заметим, что $b - a = h_0 N_3 > 0$ при больших значениях J_{Σ} . С учетом принятых обозначений система (7) запишется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_s}{dz} &= J_s k(z), \\ \frac{dJ^+}{dz} &= J^+ k(z) - \frac{a}{k_0} J_{\Sigma} k(z) + b, \\ \frac{dJ^-}{dz} &= - J^- k(z) + \frac{a}{k_0} J_{\Sigma} k(z) - b. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае однородного уширения спектральной линии уравнения (8) принимают форму

$$\begin{aligned} \frac{dJ_s}{dz} &= k_0 \frac{J_s}{1+J_\Sigma}, \\ \frac{dJ^+}{dz} &= k_0 \frac{J^+}{1+J_\Sigma} - a \frac{J_\Sigma}{1+J_\Sigma} + b, \\ \frac{dJ^-}{dz} &= -k_0 \frac{J^-}{1+J_\Sigma} + a \frac{J_\Sigma}{1+J_\Sigma} - b. \end{aligned} \quad (9)$$

Складывая эти три уравнения и присоединяя к полученному последнее уравнение системы (9), получим систему, состоящую из двух уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_\Sigma}{dz} &= k_0 \frac{J_\Sigma}{1+J_\Sigma} - 2k_0 \frac{J^-}{1+J_\Sigma}, \\ \frac{dJ^-}{dz} &= -k_0 \frac{J^-}{1+J_\Sigma} + a \frac{J_\Sigma}{1+J_\Sigma} - b. \end{aligned} \quad (10)$$

Рассмотрим усилитель с большой длиной активной среды, такой, что имеет место сильное насыщение $J_\Sigma \gg 1$. В этом случае уравнения (10) упрощаются:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_\Sigma}{dz} &= k_0 - 2k_0 \frac{J^-}{J_\Sigma}, \\ \frac{dJ^-}{dz} &= -k_0 \frac{J^-}{J_\Sigma} + a - b. \end{aligned} \quad (11)$$

Вычитая одно уравнение из другого, найдем

$$\frac{d(J_\Sigma - 2J^-)}{dz} = k_0 - 2(a - b). \quad (12)$$

Отсюда видно, что в условиях насыщения величина $J^+ + J_s - J^-$ возрастает линейно. Это говорит о том, что все элементы среды выделяют одинаковую энергию. Введем обозначение $\xi = k_0 - 2(a - b)$. Интегрируя (12), получим

$$J_\Sigma - 2J^- = [k_0 - 2(a - b)]z + C_1 = \xi z + C_1. \quad (13)$$

Подставляя значение J^- из (13) в первое уравнение системы (11), получим

$$J_\Sigma \frac{dJ_\Sigma}{dz} = k_0 J_\Sigma + k_0 (\xi z + C_1 - J_\Sigma) = k_0 \xi z + k_0 C_1. \quad (14)$$

Интегрируя, будем иметь

$$J_\Sigma = \sqrt{k_0 \xi z^2 + 2k_0 C_1 z + C_2}. \quad (15)$$

Запишем граничные условия для сигнального компонента и суперлюминесценции

$$J_s(0) = J_s^0, \quad J^+(0) = 0 \quad \text{и} \quad J^-(L) = 0. \quad (16)$$

Используя первые два граничных условия (16), из (13) при $z=0$ найдем:

$$C_1 = J_s^0 - J(0). \quad (17)$$

Аналогично при $z=L$ имеем

$$C_1 = J_s^L + J^+(L) - \xi L. \quad (18)$$

Из последних соотношений следует, что

$$J_s^L + J^+(L) - \xi L = J_s^0 - J^-(0). \quad (19)$$

Или, вводя коэффициент усиления по мощности K для сигнального компонента:

$$J_s^0(K-1) = \xi L - [J^+(L) + J^-(0)]. \quad (20)$$

В последнем соотношении $J_s^0(K-1)$ — полезная мощность, ξL — полная мощность, генерируемая средой, $[J^+(L) + J^-(0)]$ — мощность суперлюминесценции.

Полагая в (15) $z=0$ и используя граничные условия, найдем

$$\sqrt{C_2} = J_s^0 + J^-(0). \quad (21)$$

С помощью (15) из (13), полагая $z=L$ и учитывая, что $J^-(L)=0$, находим

$$\frac{1}{2} \sqrt{k_0 \xi L^2 + 2k_0 C_1 L + C_2} - \frac{\xi L}{2} - \frac{C_1}{2} = 0. \quad (22)$$

Запишем уравнение для сигнального компонента

$$\frac{dJ_s}{dz} = k_0 \frac{J_s}{1 + J_\Sigma}. \quad (23)$$

Используя (15) и учитывая, что $J_\Sigma \gg 1$, получим

$$\frac{dJ_s}{dz} = k_0 \frac{J_s}{\sqrt{k_0 \xi z^2 + 2k_0 C_1 z + C_2}}. \quad (24)$$

Разделяя переменные и интегрируя, найдем

$$J_s = C_3 \left(\sqrt{\xi^2 z^2 + 2\xi C_1 z + \frac{\xi}{k_0} C_2 + \xi z + C_1} \right) \sqrt{\frac{k_0}{\xi}}. \quad (25)$$

Вводя коэффициент усиления по мощности для сигнального компонента, из (25) получим

$$K = \frac{J_s^L}{J_s^0} = \left(\frac{\sqrt{\xi^2 L^2 + 2\xi L C_1 + \frac{\xi}{k_0} C_2 + \xi L + C_1}}{\sqrt{\frac{\xi}{k_0} C_2 + C_1}} \right) \sqrt{\frac{k_0}{\xi}}. \quad (26)$$

Для определения констант C_1 и C_2 возведем в квадрат (22). Тогда получим

$$k_0 \xi L^2 + 2k_0 C_1 L + C_2 = C_1^2 + \xi^2 L^2 + 2C_1 \xi L. \quad (27)$$

Складывая (17) и (21), имеем

$$C_1 + \sqrt{C_2} = 2J_s^0. \quad (28)$$

Из (27) и (28) находим C_1 и C_2

$$C_1 = \frac{\xi L^2 (k_0 - \xi) + 4J_s^0{}^2}{2L(\xi - k_0) + 4J_s^0}, \quad (29)$$

$$C_2 = \left[\frac{4J_s^0{}^2 + 4J_s^0 L(\xi - k_0) - \xi(k_0 - \xi)L^2}{2L(\xi - k_0) + 4J_s^0} \right]^2. \quad (30)$$

Оценим параметр ξ . Запишем предварительно подробное выражение, учитывая ранее введенные обозначения:

$$\begin{aligned} \frac{\xi}{k_0} &= 1 - 2 \frac{(b-a)}{k_0} = 1 + 2h_0 \left(\frac{N_3^0}{k_0} - \frac{\pi}{2\eta\Delta v_N A_3} \right) = \\ &= 1 - 2 \frac{\Omega}{4\pi} \frac{A_{32}}{A_2} \frac{g_3}{g_2} \left(1 - \frac{A_{32}}{A_3} \right). \end{aligned} \quad (31)$$

На основании имеющихся в литературе данных по излучательным временам жизни [2—4] и относительным вероятностям переходов [5], приходим к выводу, что в случае таких газовых систем, как He—Xe с длиной волны 3,39 мкм или He—Xe с длиной волны 3,5 мкм параметр ξ/k_0 оценивается величиной $\xi/k_0 \approx 1-10^{-3}$, $1-10^{-4}$.

Эксперимент

Экспериментальные исследования проводились на установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 1. В экспериментах иссле-

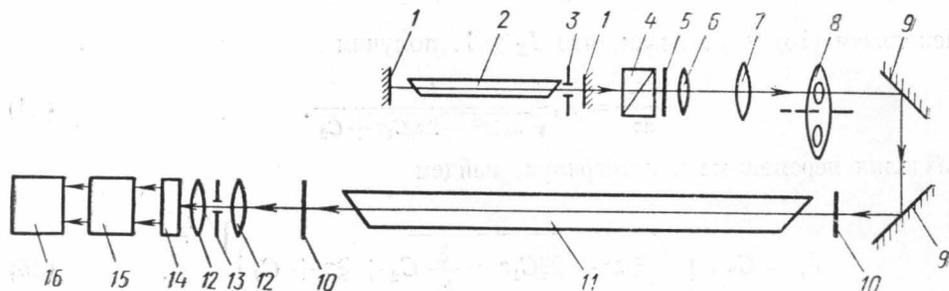


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — зеркала задающего генератора, 2 — разрядная трубка задающего генератора, 3 — диафрагма для выделения нижнего типа колебаний ТЕМ₀₀, 4 — поляризатор, 5 — четвертьволновая пластинка, 6—7 — линзы телескопической системы, формирующей гауссовский пучок с необходимыми параметрами, 8 — механический модулятор лучистого потока, 9 — поворотные зеркала, 10 — поглощающая пластинка, 11 — разрядная трубка усилителя, 12 — линзы шумоснижающей системы для ликвидации фоновой засветки фотоспротивления, 13 — диафрагма шумоснижающей системы, 14 — фотоспротивление, 15 — электронный усилитель, 16 — самописец

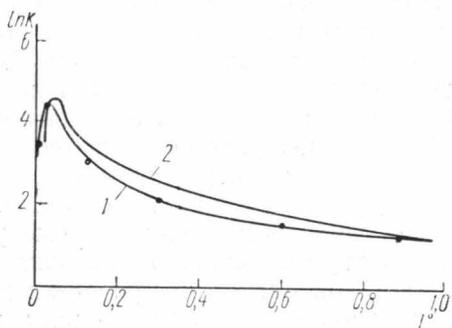
довался усилитель с длиной активной части 4 м и внутренним диаметром разрядной трубки 9,8 мм. В качестве активной среды использовалась смесь неона и гелия с рабочей длиной волны 3,39 мкм. Мощность суперлюминесценции при отсутствии сигнала от задающего

генератора составляла 5—6 мвт при высоких уровнях накачки. Источником сигнала служил газовый лазер, генерирующий на низшем типе колебаний ТЕМ₀₀ в многочастотном режиме. В экспериментах исследовалась зависимость коэффициента усиления от мощности сигнала на входе усилителя. Сигналы необходимой интенсивности были получены с помощью ослабляющих пластин, прокалиброванных на длине волны 3,39 мкм. В качестве приемника излучения использовалось фотосопротивление, охлаждаемое жидким азотом. Электрический сигнал с концов фотосопротивления подавался на усилитель переменного напряжения и затем на самописец. Поскольку регистрация излучения велась по переменной составляющей, применялась модуляция лучистого потока. Модуляция осуществлялась с частотой 9 гц. Количественно величина коэффициента усиления определялась как отношение $K = u_2/u_1$, в котором u_2 — показания самописца, соответствующие сигналу, усиленному в усилителе, u_1 — показания самописца, соответствующие сигналу задающего генератора.

Ошибка в измерении коэффициента усиления определяется ошибками в измерении величин u_1 и u_2 . При измерении величины входного и выходного сигналов ошибка была обусловлена уходом мощности лазера и шумами регистрирующего устройства. Большое число измерений приводит к снижению ошибок. Практически для пяти-шести измерений ошибка из-за ухода мощности лазера не превышает 6—7%. Суммарная относительная ошибка не превышала 12—15% во всем диапазоне мощностей сигналов, использовавшихся при исследованиях.

На рис. 2. приведена зависимость коэффициента усиления от нормированной интенсивности на входе усилителя. Для сравнения экспериментальные значения коэффициента усиления были предварительно нормированы (наибольшая мощность сигнала на входе усилителя составляла 1 мквт). Сопоставление теоретических и экспериментальных значений коэффициента усиления производилось из условия наилучшего совпадения в области насыщенных сигналов. Из рассмотрения этих кривых видно, что составленная выше система уравнений (9) качественно достаточно хорошо описывает процесс конкуренции сигнального компонента и суперлюминесценции; имеющееся расхождение теории и эксперимента вполне объяснимо. Задача решалась для случая однородно уширенной линии, а используемый в работе лазерный переход неона $3s_2-3p_4$ (в обозначениях Пашена) более соответствует неоднородному уширению; кроме того, расчет проведен приближенно. Заметим, что в случае неоднородного уширения спектральной линии система (8) аналитически не решается. В этом случае она сводится к нелинейному уравнению Абеля первого рода, которое в общем случае не интегрируется в конечных квадратурах.

При слабых сигналах понятие ненасыщенного коэффициента усиления в случае суперлюминесцирующего усилителя становится неопределенным из-за конкуренции сигнального компонента и суперлюминесценции. При более мощных входных сигналах формула (26) дает



Фиг. 2. Зависимость коэффициента усиления от интенсивности на входе усилителя: 1 — экспериментальная кривая, 2 — результат расчета по формуле (26)

такие же значения коэффициента усиления как и соотношение, полученное в работе [1].

Из полученных теоретических и экспериментальных результатов следует, что для того, чтобы повысить эффективность усилителя, гораздо выгоднее использовать последовательность коротких разрядных трубок, развязанных друг от друга по суперлюминесценции, чем одну длинную сплошную разрядную трубку. Длина разрядной трубки одного каскада такого многокаскадного усилителя бегущей волны должна выбираться из таких соображений, чтобы не происходило самовозбуждение каскада (в отсутствие сигнала от внешнего источника) по суперлюминесценции. Развязка каскадов может быть осуществлена с помощью телескопической системы и апертурного ограничителя между линзами этой системы. Диаметр диафрагмы апертурного ограничителя выбирается из таких соображений, чтобы гауссовский пучок от задающего генератора проходил без искажений, а избыточные шумы суперлюминесцентного характера, распространяющиеся в активной среде усилителя под углами к его геометрической оси, задерживались экраном апертурного ограничителя.

Разумеется, часть суперлюминесценции, распространяющаяся аксиально с геометрической осью усилителя, проникает из одного каскада в другой. Однако, как показали наши эксперименты, эффективность такой оптической развязки весьма высока. Результаты этих экспериментов будут опубликованы в следующей нашей работе. Здесь лишь заметим, что нам удалось повысить коэффициент усиления при использовании таких развязок более чем в три раза.

В заключение выражаем благодарность Ф. А. Королеву и А. И. Одинцову за полезное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordon E. I., White A. D., Rigden J. D. Proceeding of the simposium on Optical Masers Polytechnic Press, Brooklyn, vol. 13. N. Y., 1963, p. 309.
2. Bennett W. R. Advances in Quantum Electronics. ed. J. Singer. Columbia University Press. N. Y., 28—43, 1961.
3. Bennett W. R., Javan Jn. A., Ballik E. A. Bull. Am. Phys. Soc., 5, 496, 1960.
4. Landenburg R. Revs. Modern Phys., 5, 243, 1933.
5. Racak G. Phys. Rev., 61, 537, 1942.

Поступила в редакцию
28.12 1970 г.

Кафедра
оптики