

02: 07

© 1991 г.

## УСИЛЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СЕРИЙ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

*Т. А. Мурина, В. А. Русов*

Теоретически и экспериментально изучена стабильность режима усиления высокочастотной серии импульсов лазерной системой на неодимовом стекле. Исследование устойчивости процесса усиления серии импульсов проведено методом точечных отображений в рамках модели Франца—Нодвика. Приведены диаграммы Ламерея режимов усиления, дающие представление о динамике интенсивности периодической генерации, и определены условия реализации устойчивых режимов.

### Введение

При использовании лазерного излучения в физических экспериментах часто возникает потребность в источниках света, дающих серии мощных импульсов наносекундной длительности. Частоты следования импульсов должны составлять десятки и сотни килогерц, а амплитуда импульсов в серии не должна существенно изменяться во времени. Такие источники используются в различных информационных системах, например связи [1], локационных [2], фотографических [3] и т. д. Подобные лазеры необходимы также в экспериментах по взаимодействию излучения с веществом [4].

В импульсных твердотельных лазерах излучение в виде серий импульсов килогерцового диапазона частот обычно получают с помощью многократного включения добротности резонатора за время действия квазистационарного импульса накачки [5, 6]. Этот режим генерации хорошо известен и достаточно подробно изучен. Усиление высокочастотных серий импульсов также рассматривалось в ряде работ [7-9]. Однако в указанных работах не затрагивались вопросы стабильности периодической серии импульсов.

В нашей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование стабильности высокочастотной последовательности импульсов, полученных в усилителе на неодимовом стекле. Проанализированы условия, необходимые для получения серии импульсов с одинаковыми интенсивностями. Задача решалась на основе метода точечных отображений, примененного ранее к генератору, формирующему высокочастотную серию импульсов, в работе [10]. Полученные результаты проверены экспериментально.

### Модель расчета

Использование лазерных систем, формирующих высокочастотные серии импульсов, требует обеспечения стабильности характеристик излучения. При невысоких частотах следования импульсов характер флуктуаций параметров излучения от импульса к импульсу и факторы, их вызывающие, достаточно хорошо изучены и являются в известной мере типичными для моноимпульсного режима работы. При высоких частотах (порядка единиц килогерц и более) появляются дополнительные факторы, изменяющие характер флуктуаций. Эти флуктуации аналогичны флуктуациям, возникающим в генераторе в режиме формирования серии импульсов [10], и связаны с кинетикой восстано-

ления инверсной населенности уровнем усиливающего перехода в паузах между импульсами в серии.

Допустим, что при некоторой мощности накачки временной интервал между импульсами превышает время продольной релаксации усиливающей системы. В этом случае инверсная населенность доходит до своего асимптотического уровня, в результате чего каждый акт усиления представляет собой самостоятельный процесс и не зависящий от предыдущего акта. Если временной интервал между импульсами оказывается меньше времени продольной релаксации, то последовательные акты усиления оказываются взаимосвязанными через инверсную населенность. При этом любое флуктуационное изменение параметров какого-либо импульса на входе в усилитель (либо непостоянство во времени интенсивности импульса накачки усилителя) будет отражаться и на последующих импульсах на выходе усилителя. Связь последовательных актов усиления может прекратиться лишь в том случае, если мощность накачки будет обеспечивать насыщение инверсной населенности для каждого импульса в серии. На практике, однако, это реализовать крайне трудно.

Рассмотрим возможность получения стабильной по амплитуде последовательности импульсов на выходе усилителя в условиях квазистационарного импульса накачки. Исследование будем проводить на основе метода точечных отображений [11], рассчитывая характеристики отдельного импульса в рамках модели Франца—Нодвика [12]. Такое приближение достаточно точно описывает энергетические характеристики усиливающей среды и серии импульсов в указанном диапазоне частот их следования, не учитывая детально изменения формы и длительности импульсов, а также пространственной неоднородности инверсии. При анализе не будем также учитывать влияние суперлюминесценции и спектральной неоднородности активной среды на стабильность энергетических характеристик серии импульсов, что является вполне допустимым для лазерных систем на неодимовом стекле в указанном диапазоне частот следования импульсов при рассмотрении их энергетических параметров.

Опишем процесс усиления  $i$ -го импульса. Разобьем его для серии с периодом следования импульсов  $T$  на два этапа, соответствующие интервалам накачки среды  $t_0 \leq t_{\text{нак}} < t_q$  и усиления импульса  $t_q \leq t_{\text{yc}} \leq t_0 + T$ , причем  $t_{\text{yc}} \leq t_{\text{нак}} \approx T$ . Будем характеризовать инверсную населенность среды величиной запасенной энергии  $\bar{E} = h\nu lSN$ , где  $h\nu$  — энергия кванта,  $l$  и  $S$  — длина и площадь поперечного сечения активного элемента усилителя соответственно,  $N$  — плотность инверсии в среде. В дальнейшем все энергетические характеристики нормируем на предельное значение запасенной в среде энергии  $\bar{E} = h\nu lS\bar{N}$ , где  $\bar{N}$  — предельная плотность инверсии в среде. Динамическое уравнение для инверсии в безразмерных переменных запасенной энергии  $e = E/\bar{E}$  и времени  $\tilde{t} = t/T_1$  ( $T_1$  — время продольной релаксации среды) примет вид  $\dot{e} = 1 - e$ . Отсюда определим  $e$  к моменту  $t_q$  через запасенную энергию  $e_0$  в момент времени  $t_0$

$$e^i = 1 - e^{-T/T_1} + e_0^i \cdot e^{-T/T_1}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Перед усилением первого импульса запасенная энергия в среде может регулироваться за счет изменения задержки поступления импульса в усилитель  $\Delta T$  относительно момента включения импульса накачки усилителя и равна

$$e_q^1 = 1 - \exp(-\Delta T/T_1). \quad (2)$$

Запишем формулу Франца—Нодвика для безразмерной энергии  $i$ -го импульса на выходе усилителя  $e_{\text{вых}}^i = E_{\text{вых}}^i/\bar{E}$  при входной энергии импульса  $e_{\text{вх}}^i = E_{\text{вх}}^i/\bar{E}$

$$e_{\text{вых}}^i = w_s \ln [1 + e_{\text{вх}}^i/w_s (e^{e_{\text{вх}}^i/w_s} - 1)]. \quad (3)$$

Здесь  $w_s = (W_s \cdot S)/\bar{E}$ , где  $W_s$  — плотность энергии насыщения среды. В пренебрежении диссипацией энергии в среде и влиянием накачки за время усиления имеет место следующее соотношение для остаточной величины запасен-

ной энергии в среде после усиления  $i$ -го импульса, вытекающее из баланса энергии

$$e_{\text{ост}}^i = e_q^i - (e_{\text{вых}}^i - e_{\text{вх}}^i). \quad (4)$$

Таким образом, связь между запасенной энергией  $e_0^i$  в начале  $t_0$  и в конце  $i$ -го периода  $e_{\text{ост}}^i$  имеет вид

$$e_{\text{ост}}^i = 1 - e^{-T/T_1} + e_0^i e^{-T/T_1} - w_s \ln [1 + e_q^i/w_s (e_{\text{вх}}^i/w_s - 1)] + e_{\text{вх}}^i. \quad (5)$$

Если рассматривать периодический процесс усиления целиком, то очевидно, что запасенная энергия, оставшаяся в среде после усиления  $i$ -го импульса, является начальной для  $(i+1)$ -го периода  $e_{\text{ост}}^i = e_0^{i+1}$ , и т. д. Отсюда следует необходимое условие существования периодической серии импульсов с одинаковыми амплитудами на выходе усилителя

$$e_0^1 = \dots = e_0^i = e_0^{i+1} = \dots = e_0^*. \quad (6)$$

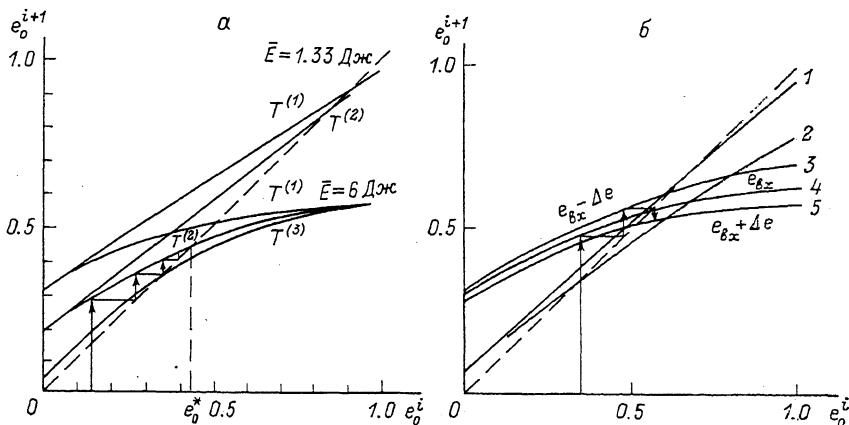


Рис. 1. Диаграммы Ламерея для усиления серии импульсов.

а — функции последования рассчитаны для  $E_{\text{вх}} = 0.02$  Дж при двух значениях предельной запасенной энергии  $\bar{E}$  и различных периодах следования импульсов  $T^{(1)} = 100$  мкс,  $T^{(2)} = 50$  мкс,  $T^{(3)} = 10$  мкс; с увеличением периода следования и  $\bar{E}$  стабильность усиления улучшается; б — функции последования рассчитаны при различных значениях  $E_{\text{вх}}$ , Дж: 1 — 0.02; 2, 5 — 0.1; 3 — 0.05; 4 — 0.07; 1, 2 —  $\bar{E} = 1.33$  Дж,  $T = 17$  мкс; 3—5 —  $\bar{E} = 6$  Дж,  $T = 100$  мкс; с увеличением входного сигнала при фиксированных  $\bar{E}$  и  $T$  стабильность усиления повышается.

Очевидно, что флуктуации запасенной энергии в среде и нестабильность энергии входного сигнала влияют на амплитуду импульсов и нарушают условие равновесия (6), а при достаточно больших флуктуациях могут приводить к тому, что часть импульсов проходит через усилитель практически не усиливаясь.

Исследование устойчивости процесса усиления серии импульсов проведем методом точечных отображений, развитым для динамических систем [11] и примененным ранее к генерации последовательности импульсов [10]. Метод состоит в построении функции последования, определяющей положение равновесия системы (неподвижные точки отображения), соответствующие устойчивым или неустойчивым режимам. В качестве функции последования в нашем случае возьмем соотношение, связывающее величины запасенной в среде энергии, отстоящие друг от друга на период  $T$ ,

$$e_0^{i+1} = 1 - e^{-T/T_1} + e_0^i e^{-T/T_1} - w_s \times \\ \times \ln \left\{ 1 + \exp \left( \frac{1 - e^{-T/T_1} + e_0^i e^{-T/T_1}}{w_s} \right) \left( \exp \frac{e_{\text{вх}}^i}{w_s} - 1 \right) \right\} + e_{\text{вх}}^i. \quad (7)$$

Задавая  $e_0^i$  при прочих постоянных параметрах, строим функцию  $e_0^{i+1} = f(e_0^i)$  (функцию Ламерея), точки пересечения которой с биссектрисой координатного угла дают положение равновесия  $e_0^*$ , определяющее периодическое

решение. Решение устойчиво, согласно критерию Кенигса, если  $|de_0^{i+1}/de_0^i|_{e_0^*} < 1$ . На рис. 1, а, б представлены диаграммы Ламерея режимов усиления с различными предельными значениями запасенной энергии, различными периодами следования импульсов и с разной энергией входного сигнала. Область определения функций — квадрат [1, 1] по физическому смыслу нормировки на  $\bar{E}$ . Все режимы являются устойчивыми как при малых отклонениях  $e_0^i$  от равновесия, так и при больших. Характер возвращения системы к положению равновесия в отсутствие дополнительных флуктуаций  $e_{вх}^i$  является аperiodическим и может быть наглядно продемонстрирован с помощью построения лестницы Ламерея, например, для  $\bar{E}=6.0$  Дж,  $T=50$  мкс (рис. 1, а). Как видно из рис. 1, длительность процессов установления различна и зависит от того, попадает система выше или ниже неподвижной точки. Стабильность усиления, определяемая вблизи точки равновесия углом наклона кривой к оси абсцисс, ухудшается с уменьшением  $T$  и  $\bar{E}$ . Зависимости энергии импульса усиленного сигнала от  $\bar{E}$  при работе в точке равновесия с различными  $T$  и  $E_{вх}$  представлены на рис. 2.

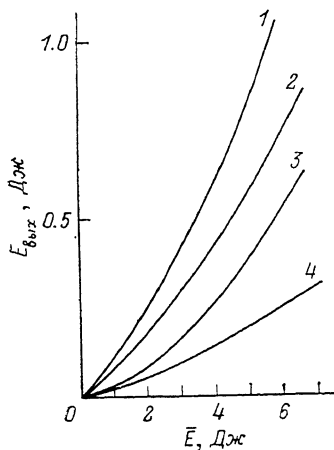


Рис. 2. Зависимость энергии выходного импульса усилителя от  $\bar{E}$  при работе в неподвижной точке с различными  $T$  и  $E_{вх}$ .

$T$ , мкс: 1 — 100; 2, 3 — 50; 4 — 17;  
 $E_{вх}$ , Дж: 1, 2 — 0.1; 3, 4 — 0.02.

Рассмотрим влияние разброса флуктуаций интенсивности импульсов на входе усилителя  $\Delta e_{вх}$  на стабильность усиливаемой серии с параметрами  $\bar{E}$ ,  $T$ ,  $e_{вх}$ . Быстрые изменения интенсивности от импульса к импульсу приведут к скачкам между кривыми с параметрами  $(\bar{E}, T, e_{вх})$ ;  $(\bar{E}, T, e_{вх} + \Delta e_{вх})$ ;  $(\bar{E}, T, e_{вх} - \Delta e_{вх})$  (рис. 1, б). При этом оценки интенсивностей отдельных импульсов на выходе можно провести, построив на соответствующих диаграммах лестницу Ламерея. Следует отметить, что в реальных условиях характер возвращения системы к «равновесию», определяемому средней кривой, в результате скачков будет более сложным, нежели отмеченный ранее аperiodический. Такое поведение обусловлено беспорядочным изменением флуктуаций входного сигнала в рассматриваемом интервале  $e_{вх} \pm \Delta e_{вх}$ . Влияние медленных флуктуаций скорости накачки, выраженных в изменении  $\bar{E}$ , также можно рассчитать по движениям соответствующей кривой Ламерея по плоскости в пределах, определяемых кривыми  $(\bar{E} + \Delta \bar{E}, T, e_{вх})$ ;  $(\bar{E} - \Delta \bar{E}, T, e_{вх})$ .

Таким образом, метод диаграмм Ламерея позволяет получить в рамках используемых приближений представление о динамике интенсивности периодической последовательности импульсов и определить условия реализации устойчивых режимов с требуемыми параметрами.

## Результаты экспериментов

Лазерная система, используемая в эксперименте, состояла из задающего генератора  $ЗГ$ , предусилителя  $У_1$  и двухкаскадного усилителя ( $У_2$  и  $У_3$ ), характеристики которого исследовались (рис. 3). В качестве  $ЗГ$  был взят неодимовый лазер с плоской геометрией резонатора, работающий на основной поперечной моде. Для селекции спектра в резонатор устанавливался интерферометр Фабри—Перо с базой  $t=0.3$  мм и коэффициентом отражения пластин  $R=70\%$ . Накачка активного элемента  $ЗГ$  размерами  $10 \times 130$  мм осуществлялась лампой ИФП-1200, через которую разряжалась искусственная длинная линия. Длительность импульса накачки составляла 1.5 мс. Управление временным ходом генерации производилось с помощью электрооптического модулятора, представляющего собой ячейку Погкельса, использующую продольный электрооптический эффект в кристалле ДКДР.  $ЗГ$  формировал серии импульсов с частотами 5—200 кГц и энергией в импульсе порядка 1—10 мДж.

Для амплитудной стабилизации импульсов использовалась цепь фотоэлектрической обратной связи, содержащая пороговое устройство, разработанная и описанная нами в работе [6]. Ее применение привело к ограничению амплитуды формируемых импульсов, в результате чего их флуктуации во всем исследуемом диапазоне частот не превышали 20 %.

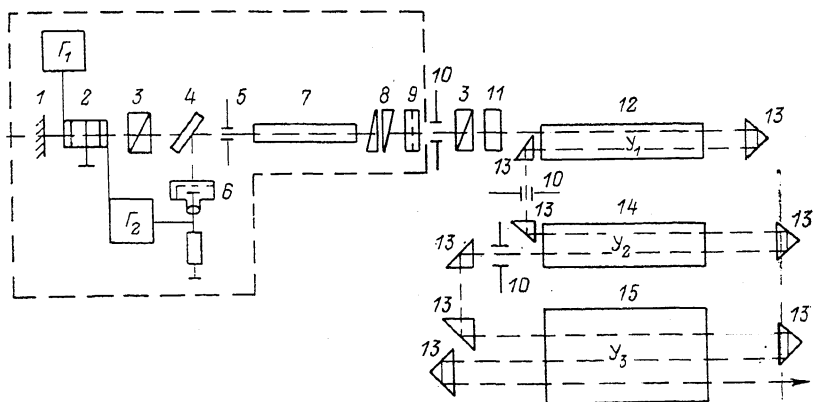


Рис. 3. Оптическая схема лазерной системы.

$G_1$  — блок управления модулятором;  $G_2$  — пороговое устройство; 1, 9 — зеркала резонатора; 2 — кристалл ДКДР; 3 — диэлектрический поляризатор интерференционного типа; 4 — плоскопараллельная пластинка, отводящая излучение на фотоэлемент; 5 — диафрагма  $\varnothing$  3 мм; 6 — фотоэлемент ФЭК-09 в цепи обратной связи; 7 — активный элемент  $10 \times 130$  мм из стекла ГЛС-22; 8 — интерферометр Фабри—Перо с базой  $l=0.3$  мм; 10 — диафрагма  $\varnothing$  5 мм; 11 — четвертьволновая пластинка, играющая роль оптической развязки; 12 — предварительный усилитель  $Y_1$  (активный элемент  $15 \times 302$  мм из стекла ГЛС-22); 13 — прямоугольные призмы; 14 — усилитель  $Y_2$  (активный элемент  $15 \times 302$  мм из стекла ГЛС-22); 15 — усилитель  $Y_3$  (активный элемент  $15 \times 45 \times 270$  мм из стекла ГЛС-22).

После предварительного усиления через оптическую развязку излучение попадало на вход двухкаскадного усилителя. В эксперименте эффективная энергия накачки, т. е. энергия в пересчете на используемый объем активных элементов усилителей, составляла 4.5 кДж при длительности импульса накачки 5 мс. Исследовались энергетические характеристики двухкаскадного усилителя. При больших периодах следования импульсов (порядка 100 мкс) огибающая импульсов серии на выходе усилителя по форме повторяет огибающую импульсов на входе в усилитель. Однако начиная с периодов  $\sim 50$  мкс

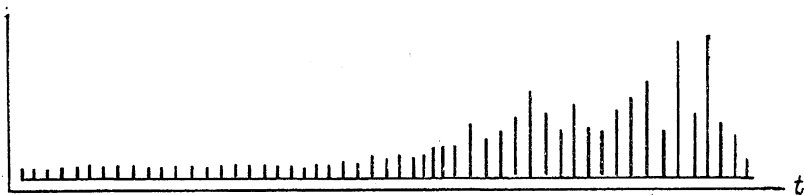


Рис. 4. Осциллограмма серии импульсов излучения.

Период следования импульсов  $T=10$  мкс,  $E_{вх}=0.02$  Дж,  $E=1.33$  Дж; развертка 50 мкс/дел.

форма огибающей серии импульсов на выходе усилителя искажается, ухудшается амплитудная стабильность импульсов (рис. 4). Увеличивается длительность переходного процесса установления периодического режима и соответственно число импульсов, прошедших через усилитель с усилением, отличающимся от величины, определяемой неподвижной точкой данного режима. Был исследован переходной процесс для режимов с  $E=1.33$  Дж,  $E_{вх}=0.02$  Дж и периодами 50, 25, 17 мкс при одинаковом отклонении от неподвижной точки. По осциллограммам временного хода излучения измерялось количество импульсов в процессе установления квазистабильного режима. Отношение этих величин для указанных периодов следования импульсов составило 1 : 2.2 : 2.9. Согласно расчету оно равно 1 : 1.8 : 2.6. При малых периодах следования им-

пульсов ( $T \leq 10$  мкс) устойчивость к флуктуациям ухудшается и режим с небольшим разбросом амплитуд так и не достигается. Отмеченные качественные закономерности можно проследить по представленным кривым Ламерея (рис. 1, а, б).

Длительность процесса установления режима может быть существенно уменьшена в случае выполнения условия близости к неподвижной точке уже для первого импульса в серии. В эксперименте сокращение длительности переходного процесса достигалось введением временной задержки  $\Delta T$  между началом импульса накачки  $3I$  и импульсом накачки усилителя. Установлено, что с увеличением  $\Delta T$  уменьшается количество импульсов, прошедших через усилитель с малым усилением. Измерялась длительность переходного про-

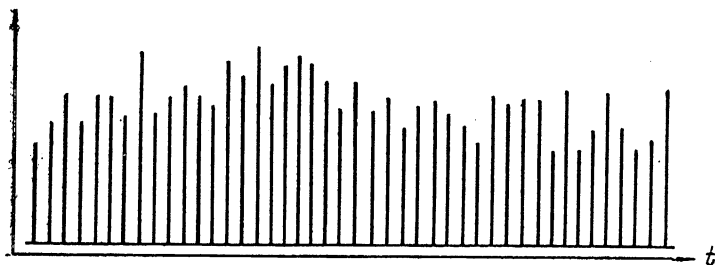


Рис. 5. Оциллограмма серии импульсов излучения при выполнении условия близости к неподвижной точке уже для первого импульса в серии.

Период следования импульсов  $T=10$  мкс, временная задержка  $\Delta T=600$  мкс,  $E_{\text{вх}}=0.02$  Дж,  $E=1.33$  Дж; развертка 50 мкс/дел.

цесса для разных  $\Delta T$  при  $T=10$  мкс,  $E=1.33$  Дж,  $E_{\text{вх}}=0.02$  Дж. Получено, что при  $\Delta T_1=0.1$  мс число импульсов в процессе установления равно  $N_1=43$ , при  $\Delta T_2=0.3$  мс  $N_2=21$ , при  $\Delta T_3=0.5$  мс  $N_3=12$ , при  $\Delta T_4=0.7$  мс  $N_4=9$ . При  $\Delta T_5=0.6$  мс длительность процесса установления минимальна (рис. 5). Пересчет времени задержки в величину запасенной энергии по (2) с последующим определением числа импульсов до неподвижной точки дает следующие значения:  $N_1=40$ ,  $N_2=13$ ,  $N_3=9$ ,  $N_4=6$ , что удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

В заключение отметим, что метод диаграмм Ламерея позволяет также решать задачи исследования стабильности серий импульсов, получаемых в лазерных усилителях, построенных по двухпроходовой схеме с ОВФ ВРМБ зеркалами.

#### Список литературы

- [1] Чернышев В. И., Шереметьев А. Г., Кобзев В. В. Лазеры в системах связи. М.: Связь, 1966.
- [2] Гейсик Д., Бриджес В., Панков Д. // Тр. ТИИЭР. 1970. Т. 58. № 10. С. 18—40.
- [3] Vanjickov M. P., Ievdokimov S. V., Nilov E. V. // Proc. IX Intern. Congress on High-Speed Photography. Denver (USA), 1970. P. 75—80.
- [4] Малинин Б. Г., Муратов В. Р., Нилов Е. В. и др. // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л., 1983. С. 297.
- [5] Кузюкова Т. А., Нилов Е. В., Русов В. А. и др. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 4. С. 797—802.
- [6] Нилов Е. В., Русов В. А. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 3. С. 138—142.
- [7] Борисов Б. И., Дацков С. В., Кружилин Ю. И., Орлов В. К. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 7. С. 1575—1577.
- [8] Голубева Н. С., Созинов Б. Л., Черников А. С. // Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М., 1979. С. 262.
- [9] Денисов И. П., Маненков А. А., Прохоров А. М. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 880—886.
- [10] Мурина Т. А., Нилов Е. В., Розанов И. Н., Русов В. А. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 7. С. 1382—1388.
- [11] Бутенин И. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев И. А. Введение в теорию нелинейных колебаний. М.: Наука, 1976.
- [12] Franz L. M., Nodvik J. S. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 8. P. 2346—2349.

Поступило в Редакцию  
7 февраля 1990 г.