

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСШИХ КОМПОНЕНТ ВКР В ВОДОРОДЕ

*Р. Б. Андреев, В. А. Горбунов, С. С. Гулидов,
С. Б. Паперный и В. А. Серебряков*

Приводятся результаты численных расчетов и экспериментальных исследований резонансного взаимодействия антистоксовой компоненты, накачки, второй и первой стоксовых компонент ВКР в водороде. Выявлено влияние стоксовых и антистоксовых компонент рассеяния. Показано, что при давлениях ≈ 1 атм происходит эффективная генерация осевой антистоксовой компоненты ($\lambda = 0,43$ мкм, $\eta = 6\%$, $E_1 = 100$ МДж) при эффективности генерации второй стоксовой компоненты менее 2—3%. Показана возможность использования излучения антистоксовой (синяя), накачки (зеленая) и стоксовой (красная) компонент для импульсной записи цветных голограмм рассеивающих объектов.

Преобразование лазерного излучения с помощью вынужденного комбинационного рассеяния в газах находит все более широкое применение. Однако наряду с чисто комбинационным механизмом рассеяния четырехволновые параметрические процессы (ЧПП) [1] оказывают существенное влияние на динамику ВКР. Они приводят к генерации наряду с первой высших стоксовых и антистоксовых компонент, к увеличению эффективного порога рассеяния, к сдвигу частот относительно центра линии спонтанного рассеяния [2], к изменению пространственного профиля и угловой расходимости пучков рассеянного излучения.

Перечисленные особенности процесса ВКР в условиях развитых ЧПП следует учитывать при построении получивших широкое распространение ВКР-преобразователей, состоящих из генератора затравочного излучения на частоте первой стоксовой компоненты и ВКР-усилителя. Для подавления ЧПП необходимы соответствующие условия фокусировки излучения накачки [3] и увеличение (при заданной геометрии) дисперсии с помощью буферного газа [4].

С другой стороны, как, по-видимому, впервые отмечалось в работе [5], несколько компонент ВКР в газе, генерируемых благодаря ЧПП, могут служить источником когерентного излучения для импульсной цветной голографии.

По ряду соображений представляется наиболее перспективным использовать для этих целей ВКР в водороде.

Наиболее простой способ получения трех основных цветов состоит в одновременной генерации антистоксовой (синий) и первой стоксовой (красный) компонент при ВКР в водороде второй гармоники (зеленый) неодимового лазера. Однако в обычных условиях интенсивность антистоксовой компоненты сравнительно невелика, кроме того, более половины ее энергии генерируется в направлении конусов синхронизма [1, 6], а значительное превышение мощности накачки над пороговым значением приводит к образованию значительной доли энергии в высшие стоксовые компоненты и сильной модуляции пространственного профиля пучка первой стоксовой компоненты.

Целью данной работы являлось получение максимальных эффективности и абсолютной энергии осевой антистоксовой компоненты, при эффективности преобразования в первую стоксову компоненту более 30% и при потерях энергии на генерацию высших стоксовых и антистоксовых компонент менее 10%.

Приводятся результаты численных расчетов резонансного взаимодействия четырех плоских волн: антистоксовой компоненты, накачки, первой и второй стоксовых компонент. Ранее в работах [7, 8] рассматривалось антистоксово вынужденное рассеяние и особенности генерации второй стоксовой компоненты. Однако рассмотрение проводилось в рамках трехволновой модели [9], т. е. учитывались по отдельности тройки волн, либо [7] ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$), либо [8] ($\omega_2, \omega_3, \omega_4$) (здесь и далее величины с индексами 1, 2, 3, 4 относятся соответственно к антистоксовой компоненте, накачке, первой и второй стоксовым компонентам).

При таком рассмотрении не учитывается влияние связи стоксовой и антистоксовой компонент на порог генерации второй стоксовой компоненты и влияние преобразования энергии в последнюю на эффективность преобразования в антистоксову компоненту.

1. Рассмотрим взаимодействие четырех плоских волн: антистоксовой компоненты, накачки, первой и второй стоксовых компонент распространяющихся в положительном направлении оси z (осевое попутное рассеяние). Пользуясь всеми предположениями работ [7, 8], запишем систему уравнений для безразмерных действительных амплитуд $a_j = A_j/A_2$ и разностей фаз $\Theta = 2\varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4 - \Delta_I z$; $\Psi = 2\varphi_3 - \varphi_2 - \varphi_4 - \Delta_{II} z$,

$$\left. \begin{aligned} \frac{da_1}{d\xi} &= g_1 [-\alpha_{123} a_2^2 a_1 - \alpha_{123} a_2^2 a_3 \cos \Theta && -\alpha_{1234} a_2 a_3 a_4 \cos(\Theta + \Psi)], \\ \frac{da_2}{d\xi} &= g_2 [\alpha_{12} a_1^2 a_2 && -a_3^2 a_2 && -\alpha_{234} a_2^2 a_4 \cos \Psi && +\alpha_{1234} a_1 a_3 a_4 \cos(\Theta + \Psi)], \\ \frac{da_3}{d\xi} &= g_3 [\alpha_{123} a_2^2 a_1 \cos \Theta && +a_2^2 a_3 && -\alpha_{34} a_4^2 a_3 && -\alpha_{1234} a_1 a_2 a_4 \cos(\Theta + \Psi)], \\ \frac{da_4}{d\xi} &= g_4 [&& -\alpha_{234} a_2^2 a_3 \cos \Psi + \alpha_{34} a_2^2 a_4 && +\alpha_{1234} a_1 a_2 a_3 \cos(\Theta + \Psi)], \\ \frac{d\Theta}{d\xi} &= \alpha_{123} \left(g_1 \frac{a_3}{a_1} - g_3 \frac{a_1}{a_3} \right) a_2^2 \sin \Theta + \alpha_{1234} \left(g_1 \frac{a_2 a_3}{a_1} - 2g_2 \frac{a_1 a_3}{a_2} - \right. \\ &\quad \left. - g_3 \frac{a_1 a_2}{a_3} \right) a_4 \sin(\Theta + \Psi) - \alpha_{234} 2g_2 \frac{a_2^2 a_4}{a_2} \sin \Psi - \delta_I, \\ \frac{d\Psi}{d\xi} &= \alpha_{234} \left(g_2 \frac{a_4}{a_2} - g_4 \frac{a_2}{a_4} \right) a_3^2 \sin \Psi + \alpha_{1234} \left(g_2 \frac{a_3 a_4}{a_2} - 2g_3 \frac{a_2 a_4}{a_3} - \right. \\ &\quad \left. - g_4 \frac{a_2 a_3}{a_4} \right) a_1 \sin(\Theta + \Psi) + \alpha_{123} 2g_3 \frac{a_2^2 a_1}{a_3} \sin \Theta - \delta_{II}. \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь $g_j = \omega_j / \omega_3$, частоты ω_j удовлетворяют резонансным условиям $\omega_j - \omega_{j+1} = \omega_{21}$, $\xi = z/l_g$, $\delta_I = \Delta_I l_g$, $\delta_{II} = \Delta_{II} l_g$, $l_g = [GA_2^2(0)]^{-1}$, l_g — длина комбинационного усиления в e раз амплитуды стоксовой волны в заданном поле накачки, G — коэффициент усиления, являющийся характеристикой среды, $\Delta_I = 2k_2 - k_1 - k_3$, $\Delta_{II} = 2k_3 - k_2 - k_4$ — волновые расстройки; $\alpha_{j_1 j_2 k_1} = \kappa_{i j k l} / \kappa_{23}$ — отношения восприимчивостей.

Штриховой линией в правой части системы (1) выделены группы членов, которые удерживаются при учете трех волн [7, 8]. В данном случае имеем три различные комбинации параметрически связанных амплитуд; соответствующие им волновые расстройки связаны соотношениями:

$$\Delta_I = \Delta_{II} \left(1 - \frac{\omega_{21}}{\omega_2} \right); \quad \Delta_{III} = \Delta_I + \Delta_{II}.$$

Здесь $\Delta_{III} = k_1 - k_2 + k_4 - k_3$. Если $\omega_{21} \ll \omega_2$, волновые расстройки для тройных комбинаций, включающих антистоксову и вторую стоксову компо-

ненты, практически одинаковы: $\Delta \equiv \Delta_{II} \approx \Delta_I \approx \Delta_{III} / 2$. Введем длину синхронизма $l_c = 2\pi / \Delta$.

Система (1) численно интегрировалась при различных значениях отношения l_g / l_c . На рис. 1 представлены зависимости амплитуд от безразмерной координаты ξ , которые можно рассматривать как зависимости от длины z при фиксированной интенсивности накачки на входе $A_2^2(0) = \text{const}$ или как зависимости от интенсивности накачки при фиксированных длине кюветы и отношении l_g / l_c . Из рис. 1 видно, что при $l_g / l_c \gg 1$ амплитуды слабых волн, антистоксовой a_1 и второй стоксовой a_4 , остаются малыми и не влияют на поведение амплитуд сильных волн a_2, a_3 , которые хорошо описываются комбинационным механизмом. Значение ξ^* , при котором амплитуды первой стоксовой компоненты и накачки сравниваются $a_3(\xi^*) = a_2(\xi^*) \approx 0.7$, назовем пороговым инкрементом генерации первой стоксовой компоненты.

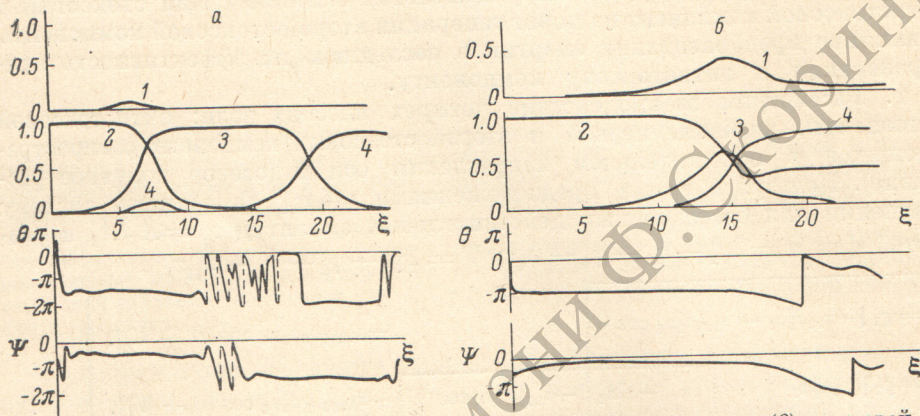


Рис. 1. Зависимость амплитуд антистоксовой компоненты (1) накачки (2) стоксовой (3) и второй стоксовой (4) компонент ВКР и разности фаз θ и ψ от нормированной длины ξ при двух значениях $l_g / l_c = 1$ (а) $l_g / l_c = 0.1$ (б).

При $l_g / l_c > 1$ он определяется начальным значением амплитуды первой стоксовой компоненты $\xi^* = \ln [0.7 / a_3(0)]$.

Влияние амплитуд a_1 и a_4 друг на друга также незначительно, поэтому для описания каждой из них в отдельности можно пользоваться трехволновой моделью. Отметим, что a_1 и a_4 ведут себя одинаково, вплоть до порогового значения ξ^* . Действительно, при $a_1(0), a_4(0) \ll 1$ комбинационные члены в уравнениях для a_1, a_4 малы по сравнению с параметрическими

$$\left. \begin{aligned} \frac{da_1}{d\xi} &\approx +g_1 a_2^2 a_3 \cos \theta_0, \\ \frac{da_4}{d\xi} &\approx g_4 a_3^2 a_2 \cos \psi_0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где θ_0 и ψ_0 — стационарные значения разностей фаз

$$\left. \begin{aligned} \left(g_1 \frac{a_3}{a_1} - g_3 \frac{a_1}{a_3} \right) a_2^2 \sin \theta_0 &\approx \delta_I, \\ \left(g_2 \frac{a_4}{a_2} - g_4 \frac{a_2}{a_4} \right) a_3^2 \sin \psi_0 &\approx \delta_{II}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Максимальные значения a_1 и a_4 достигаются вблизи ξ^* к концу участка захвата фаз. Они не зависят от начальных значений (если $a_1(0), a_4(0) \ll 1$) и определяются только волновой расстройкой. Значения максимумов можно оценить из следующих простых соображений.

Из уравнений (3), пренебрегая членом $g_3 \frac{a_1}{a_3} \ll 1$, получаем для $\cos \theta_0$

$$\cos \theta_0 \approx \sqrt{1 - \left(\frac{a_1 \delta_I}{g_1 a_2^2 a_3} \right)^2}. \quad (4)$$

Подставляя в (2), получаем

$$\frac{da_1}{d\xi} = \sqrt{(g_1 a_2^2 a_3)^2 - (a_1 \delta_I)^2}. \quad (5)$$

Отсюда

$$a_1^{\max} \approx \frac{g_1 a_2^2(\xi^*) a_3^2(\xi^*)}{\delta_I} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}\delta_I}, \quad \delta_I \gg 1. \quad (6)$$

Аналогично оценивается a_4^{\max} .

При $\xi > \xi^*$ описанная картина повторяется, только роль накачки играет первая стоксова компонента. Значение амплитуды второй стоксовой компоненты a_4 , достигнутое за счет параметрического взаимодействия на первом этапе (при $\xi < \xi^*$), служит начальным значением для ее комбинационного усиления на втором этапе (при $\xi > \xi^*$). Поэтому пороговый инкремент генерации второй стоксовой компоненты ξ^{**} оказывается зависящим от расстройки. Таким образом, можно сказать, что величина порога второй стоксовой компоненты определяется параметрическими процессами ($\omega_1 = 2\omega_2 - \omega_3$; $\omega_4 = 2\omega_3 - \omega_2$), а эффективное преобразование энергии в нее происходит в результате комбинационной перекачки $E_3 \rightarrow E_4$.

При $0.2 < l_g/l_c < 1$ каскадная картина рассеяния нарушается и энергия накачки примерно равномерно распределяется по всем компонентам уже на пороге при $\xi \approx \xi^*$.

При дальнейшем уменьшении нормированной расстройки $l_g/l_c \ll 0.2$ определяющим становится параметрическое взаимодействие стоксовой и антистоксовой компонент, которое приводит к росту порогового инкремента ξ^* , отмеченному еще в книге Бломбергена [9]. В пределе $l_g/l_c \rightarrow 0$ рассеяние полностью подавляется $\xi^* \rightarrow \infty$. Таким образом, в зависимости порога второй стоксовой компоненты ξ^{**} от расстройки имеет место минимум, который достигается при $l_g/l_c \approx 0.5$.

В работе [4] показано, что в экспериментах с ограниченными пучками порог генерации второй стоксовой компоненты достигается как раз при этом минимальном значении. Дифракционное распыление пучка первой стоксовой компоненты, сформировавшегося к концу первого этапа рассеяния $\xi < \xi^*$, препятствует достижению амплитудой a_1 пороговой величины, если она уже не была достаточно большой при $\xi \ll \xi^*$ за счет параметрического усиления на первом этапе. Увеличивая расстройку добавлением в кювету буферного газа, можно повысить порог генерации второй стоксовой компоненты, не изменяя порога первой.

Итак, для получения высокой эффективности преобразования в антистоксову компоненту необходимо, чтобы $\delta_I \sim 2\pi \cdot (0.1 - 0.2)$, а для подавления второй стоксовой компоненты требуется, чтобы $\delta_{II} \geq 2\pi$. Обеспечить одновременное выполнение этих условий в схеме попутного рассеяния, когда волновые вектора всех волн параллельны, затруднительно. Следовательно, эффективное преобразование в антистоксову компоненту неизбежно сопровождается «потерями» энергии за счет преобразования во вторую стоксову компоненту.

Другим препятствием к увеличению относительной интенсивности первой стоксовой компоненты на выходе из кюветы является неоднородность распределения интенсивности накачки по сечению пучка и продольная неоднородность интенсивности накачки, связанная с фокусировкой. Рассмотрим влияние продольной неоднородности. В сфокусированном пучке длина усиления является функцией расстояния от фокальной перетяжки

$$l_g(z) = l_g^{\min} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где $z_0 = \pi r_0^2 / \lambda$ — дифракционная длина (половина длины каустики). r_0 — радиус фокального пятна. Это приводит к тому, что значение a_1 , достигнутое за счет параметрического усиления в фокальной области (где l_g/l_c —

минимально), может быть утрачено во второй половине кюветы (где l_g/l_c — велико) из-за комбинационного преобразования обратно в волну накачки. На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости интенсивностей компонент от $\zeta = z/z_0$ при разных значениях $\beta = l_g^{\text{min}}/l_c$ и $\alpha = l_g/z_0$ в предположении, что длина усиления зависит от z по формуле (7). Эти расчеты показывают, что для получения 20%-й эффективности преобразования в антистоксову компоненту необходимо уменьшить l_g/l_c в фокусе до 0.01, а также смещать положение фокуса к выходному окну кюветы таким образом, чтобы расстояние между фокальной плоскостью и окном равнялось $\approx (2 \div 3) z_0$.

2. Экспериментально исследовалась генерация антистоксовой компоненты при ВКР в водороде ($P=0.5-10$ атм) моноимпульса ($\tau \approx 30$ нс) второй гармоники неодимового лазера. Пучок линейно поляризованного

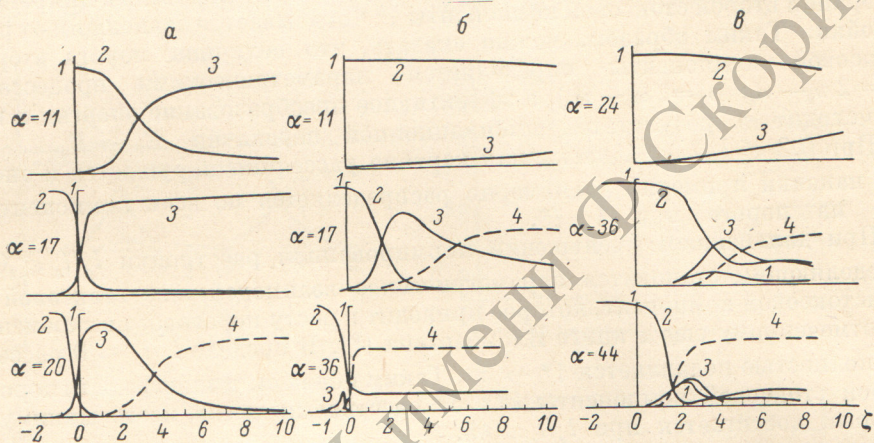


Рис. 2. Зависимости интенсивностей антистоксовой компоненты (1) накачки (2), первой (3) и второй стоксовой (4) компонент от приведенной длины ζ при накачке сфокусированным пучком при различных α и β .

$a - \beta=10$, $b - \beta=0.1$ и $v - \beta=0.01$.

излучения накачки имел диаметр 15 мм, угловую расходимость $\Theta \approx 3 \times 10^{-4}$ рад, энергию до 3 Дж и фокусировался в кювету длиной 230 см линзой с фокусным расстоянием 370 см. Такая геометрия возбуждения ВКР была выбрана исходя из того, чтобы на длине кюветы укладывалось минимально возможное число фокальных перетяжек ($2z_0 \approx 50$ см) и чтобы при заданном уровне входной энергии ≤ 3 Дж не было пробоя окон кюветы. Кроме того, предварительные эксперименты при различной геометрии фокусировки и длинах кюветы показали, что при использованной геометрии в конусной компоненте антистоксова излучения содержится менее 10^{-1} энергии осевой компоненты. Схема измерений была аналогична описанной в работе [3]. На рис. 3, а приведены коэффициенты преобразования в антистоксову компоненту в зависимости от превышения порога ВКР при четырех различных давлениях водорода. За пороговую величину принималось то значение энергии накачки, при котором в первую стоксову компоненту преобразовывалось $\approx 10^{-2}$ энергии накачки. Следует иметь в виду, что значение эффективного (комбинационно-параметрического) порога очень сильно зависит от давления (рис. 3, б, кривая 1).

На рис. 3, а видно, что с увеличением давления максимальная эффективность преобразования достигается при больших значениях превышения порога ВКР (для данного давления). Это связано с тем, что при увеличении давления растет дисперсия газа и значение, соответствующее максимальной эффективности преобразования, достигается при больших значениях интенсивности накачки. При значительных превышениях порога 30% энергии накачки и более преобразуется во вторую стоксову компоненту, а расходимость первой стоксовой компоненты примерно на порядок превышает рас-

ходимость накачки. Напротив, при давлениях ≤ 1 атм максимальная эффективность преобразования в антистоксову компоненту достигается уже при двух-трехкратном превышении порога первой стоксовой компоненты ($E_2 \approx 1-2$ Дж). При таких условиях порог второй стоксовой компоненты практически не превышался (кривая 2 на рис. 3, б). Благодаря этому эффективность преобразования во вторую стоксову компоненту снизилась до 1—5% при эффективности первой стоксовой компоненты 30—50% ($E_3 \approx 0.5-1$ Дж). При этом расходимость как антистоксовой, так и стоксовой компонент менее чем в два раза превосходила расходимость накачки.

При давлениях меньших 0.5 атм существенную роль начинает играть вращательное ВКР, причем вращательная структура спектров сильнее выражена у коротковолновых компонент колебательного рассеяния.

3. При давлениях 0.5—0.7 атм получено около 100 мДж осевого антистоксова излучения с расходимостью $\leq 5 \cdot 10^{-4}$ рад при эффективности преобразования 6%. Этот результат в настоящее время, по-видимому, является рекордным.

Высокая пространственная когерентность излучения накачки, а также стоксовой и антистоксовой компонент позволила запи-

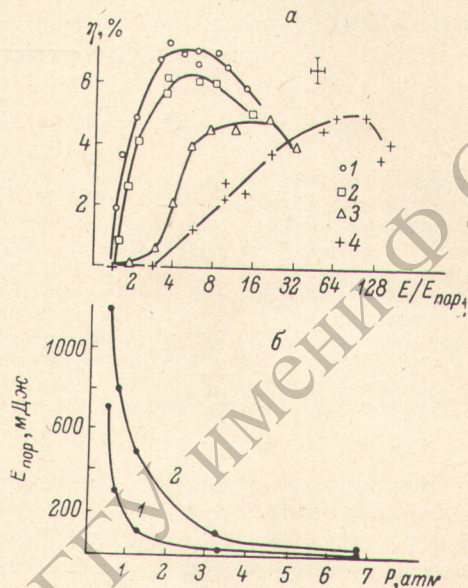


Рис. 3.

а — экспериментальные зависимости эффективности преобразования в осевую антистоксову компоненту от превышения эффективного порога ВКР. P , атм: 1 — 0.7, 2 — 1.3, 3 — 3.2, 4 — 6.8; б — экспериментальные зависимости эффективного порога генерации (1) и второй (2) стоксовых компонент от давления водорода.

сать голограммы рассеивающих объектов на длинах волн 0.43, 0.53 и 0.68 мкм.

Сравнение результатов расчетов и экспериментов, приведенных в данной работе и в работе [4], показывает, что использованная четырехволновая модель более точно по сравнению с [7, 8] описывает экспериментальную ситуацию. Однако для получения количественных оценок эффективности и угловой структуры антистоксова излучения необходимы численные расчеты, учитывающие дифракционные явления при рассеянии ограниченных пучков.

Для записи трехцветных голограмм больших сцен необходимо около 1 Дж энергии излучения синего цвета, что примерно на порядок превосходит полученную нами величину энергии антистоксовой компоненты. Для достижения необходимой энергии излучения с длиной волны 0.43—0.45 мкм предполагается использовать излучение второй стоксовой компоненты ВКР в дейтерии или метане при накачке третьей гармоникой неодимового лазера.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н. Д. Ворзобовой за осуществление записи цветных голограмм и А. А. Маку, В. Д. Волосову за постоянную поддержку и интерес к работе.

Литература

- [1] В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронополо, Е. И. Якубович. Резонансное взаимодействие света с веществом. «Наука», М., 1977.
 [2] В. С. Авербах, А. И. Макаров, В. И. Таланов. Тез. докл. II Всес. конф. «Оптика лазеров», 144, Л., 1979.

- [3] К. Ш. Мустаев, С. Б. Паперный, В. А. Серебряков, В. Е. Яшин. ЖТФ, 49, 1031, 1979.
- [4] В. А. Горбунов, К. Ш. Мустаев, С. Б. Паперный, В. А. Серебряков. Письма ЖТФ, 5, 1244, 1979.
- [5] Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин. Квант. электрон., 3, 2612, 1976.
- [6] В. Г. Беспалов, А. М. Духовный, Д. И. Стаселько. Письма ЖТФ, 5, 1236, 1979.
- [7] В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, В. Л. Протасов, Л. С. Фишер, Ю. Г. Хронопуло, М. Ф. Шаляев. ЖЭТФ, 70, 829, 1976.
- [8] В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, Л. Л. Кулюк, Д. И. Малеев, Ю. Г. Хронопуло, М. Ф. Шаляев. Квант. электрон., 4, 1538, 1977.
- [9] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. «Мир», М., 1966.

Поступило в Редакцию 24 апреля 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ