

Влияние нелинейных неоднородностей на уровень потерь в резонаторе мощного технологического CO₂ лазера с поперечной прокачкой газа

М.Г.Галушкин*, П.В.Короленко**, А.Т.Полоско**, В.П.Якунин*

Изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований физической природы и характеристик нелинейного оптического клина в активной зоне технологического CO₂ лазера с поперечным газовым потоком. Основными причинами возникновения клина являются светоиндуцированное тепловыделение и дисперсия среды. Оптический клин приводит к усилению дифракционных потерь на селективирующих и ограничивающих диафрагмах внутри резонатора. Однако выполненные оценки показали, что при правильном выборе размера и формы диафрагм в устойчивом резонаторе потери оказываются несущественными и не снижают заметно выходную мощность лазера.

1. Введение

Современные мощные технологические CO₂ лазеры с быстрой прокачкой газа разделяются на два типа: с аксиальной и поперечной прокачкой газа [1]. Общими их свойствами являются высокое качество излучения, требуемый ресурс работы в промышленных условиях, стабильность и управляемость параметров.

Основные отличия CO₂ лазеров с продольной и поперечной прокачкой газа связаны с особенностями их систем формирования разряда и газодинамических систем прокачки газа. В лазерах с поперечной прокачкой газа используются секционированные электроды, и формируется разряд постоянного тока. Например, в технологических CO₂ лазерах ТЛ-1,5 и ТЛ-2.5 применяются секционированный анод и общий катод [1]. Мощность энерговклада в единицу объема в поперечном разряде, как правило, в несколько раз ниже, чем в продольном разряде. Поэтому при одинаковой мощности лазерного пучка лазеры с поперечной прокачкой по габаритным и

весовым параметрам проигрывают лазерам с продольной прокачкой. Однако газодинамические системы поперечной прокачки в CO₂ лазерах проще и дешевле. Кроме того, в этих лазерах благодаря достаточному объему газоразрядной камеры (ГРК) с разрядом постоянного тока не возникает острой необходимости в использовании высокочастотного разряда, как в мощных аксиальных CO₂ лазерах. Это ещё более усиливает преимущество по стоимости CO₂ лазеров с поперечной прокачкой.

В тоже время аксиальные CO₂ лазеры имеют преимущество по стабильности параметров резонаторов и, соответственно, лазерного пучка. Это связано с осесимметричным характером оптических неоднородностей и коэффициента усиления активной среды и с более благоприятными условиями для согласования объемов ГРК и одномодового лазерного пучка.

В отличие от этих лазеров в CO₂ лазерах с поперечной прокачкой оптические неоднородности активной среды не имеют радиальной симметрии, потому что возникают в виде оптического теплового газового клина. Кроме того, в таких лазерах сложнее добиться согласования объема основной моды с резонаторами ГРК. Однако развитие и совершенствование техники оптических резонаторов для технологических CO₂ лазеров позволяет улучшить

* Институт проблем лазерных и информационных технологий, Шатура, Россия

** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

качество излучения и стабильность параметров лазерного пучка. В качестве примера, можно отметить использование неустойчиво-устойчивых резонаторов, неустойчивых резонаторов с неоднородным коэффициентом отражения выходного зеркала, устойчивого резонатора с внутрирезонаторным телескопом, а также одномодового устойчивого резонатора, в котором осуществляется фазировка высокой моды внешним фазовым корректором [2-7].

Таким образом, стабильность параметров лазерного пучка может быть ещё более повышена благодаря совершенствованию оптической системы на базе современных достижений лазерной оптики и новых данных о свойствах генерации. В этой связи остаются актуальными дальнейшие исследования физических механизмов образования оптических неоднородностей в активной среде и анализ их влияния на параметры лазерного пучка.

Общие черты влияния оптических неоднородностей, обусловленных светоиндуцированным тепловыделением, на направление распространения лазерного пучка ранее рассматривались в [8,9]. В настоящей работе эти вопросы анализируются более детально и основное внимание уделяется анализу возможного влияния нелинейных оптических неоднородностей на потери мощности одномодового излучения.

2. Экспериментальные измерения

Экспериментальное исследование оптических неоднородностей и их влияния на характеристики генерации проводилось с помощью технологического CO₂ лазера ТЛ-2,5 с поперечной прокачкой. В штатных условиях лазер работал с устойчивым многопроходным резонатором. Максимальная мощность выходного пучка в многомодовом режиме генерации составляла 3 кВт, а в одномодовом — 1,7 кВт. При определении величины клинообразных оптических неоднородностей активной среды лазера устойчивый резонатор заменялся на неустойчивый телескопический резонатор с коэффициентом увеличения $M=1,5$. В неустойчивом резонаторе оптический клин вызывает более значительные угловые отклонения выходного пучка, что повышает точность измерений. Отклонения пучка регистрировались по распределению интенсивности излучения в фокальной плоскости собирающей линзы с помощью матричного приёмника “МАС-2”. Фокусное расстояние линзы было равно 190 мм.

Для тока разряда $I_p=15$ А, при котором в среде формировался максимальный оптический клин,

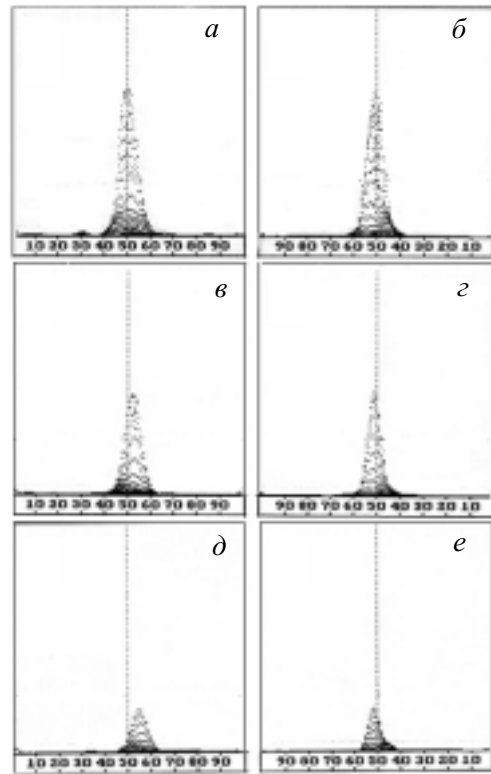


Рис.1. Профили распределения интенсивности выходного пучка в фокальной плоскости линзы, наблюдаемые на экране приёмника “МАС-2”. *a, б* — $I_p=15$ А; *в, г* — $I_p=9$ А; *д, е* — $I_p=6$ А. *a, в, д* — профили в направлении потока; *б, г, е* — профили поперек потока. Цифры по горизонтали — величина смещения пучка (одно деление — 0,02 мм).

проводилась точная юстировка резонатора. Затем ток разряда понижался, что сопровождалось увеличением смещения лазерного пучка в фокальной плоскости линзы. На рис.1*a-e* показаны сечения распределения интенсивности в фокальной плоскости при разных токах разряда.

При изменении тока разряда, отклонения пучка наблюдались лишь в направлении оси x , совпадающей с направлением потока. Смещение же пучка вдоль оси y , перпендикулярной потоку и плоскостям электродов, практически не происходило. Полученные данные позволяют определить оптическую силу оптического клина. Действительно, для угла отклонения пучка от оптической оси телескопического резонатора в направлении оси x при однократном его проходе через оптический клин имеем

$$\theta_x \approx \frac{dn}{dx} l_x, \quad (1)$$

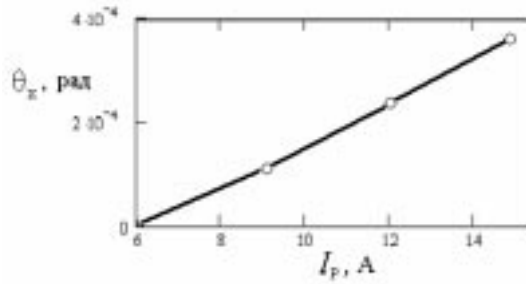


Рис.2. Зависимость угла θ_x наклона пучка оптическим клином от тока разряда I_p .

где n — показатель преломления, l_x — ширина оптического клина вдоль потока. В то же время

$$\theta_x \approx (M-1)\varphi_x, \quad (2)$$

где φ_x — угол отклонения выходного пучка от оси резонатора.

Из данных эксперимента (рис.1) вычисляется график возрастания угла отклонения θ_x в диапазоне изменения тока от $I_p=6$ А до $I_p=15$ А (рис.2). Значение θ_x при токе $I_p=6$ А для определенности полагается равным нулю, потому что оно очень мало и не превышает точности угловой юстировки резонатора.

3. Теоретический анализ

Сразу отметим, что существуют серьезные различия в возможности регистрации и в поведении величин dn/dy и dn/dx . Величина dn/dy во многом зависит от конструктивных особенностей конкретной ГРЛ, потому что оптические неоднородности в направлении, перпендикулярном электродам, вызваны пространственной неоднородностью самого разряда. В диапазоне тока от 6 до 15 А эти оптические неоднородности не зависят от тока в разряде, поэтому используемая методика не позволяла измерить величину градиента dn/dy .

В направлении газового потока появление оптических неоднородностей обусловлено тепловыделением в активной лазерной смеси и дисперсией внутри рабочего перехода молекулы CO_2 . Тепловыделение приводит к изменению показателя преломления вдоль потока

$$\Delta n_T(x) = -k_T \rho_0 \frac{\Delta T(x)}{[T_0 + \Delta T(x)]}, \quad (3)$$

где k_T — коэффициент Гладстона-Дейла, ρ_0 , T_0 — соответственно плотность газа и температура на входе в ГРК, $\Delta T(x)=T(x)-T_0$.

Для вычисления распределения температуры $T(x)$ по потоку с учетом светоиндуцированного

тепловыделения и коэффициента усиления $a(x)$ воспользуемся следующими зависимостями [8,9]:

$$T(x) - T(0) = \left(\frac{I}{I_S} + \frac{\omega_3}{\omega_0} \right) \frac{\alpha(0) I_S}{C_p \rho} \tau_2' \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{v \tau_2'} \right) \right] + \frac{\eta W}{C_p \rho} \frac{\tau_2'}{\tau_2''} \times \\ \times \left[\frac{x}{v} + \tau_2' \exp\left(-\frac{x}{v \tau_2'} \right) - 1 \right] + (1-\eta) \frac{Wx}{C_p \rho v}, \quad (4)$$

$$\alpha(x) = \alpha(0) \exp\left(-\frac{x}{v \tau_2'} \right) + \frac{\omega_0 \eta W}{\omega_3 I_S} \frac{\tau_2'}{\tau_2} \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{v \tau_2'} \right) \right]. \quad (5)$$

Здесь I — интенсивность излучения в резонаторе (считается независимой от координаты x), $T(0)=T_0$, ω_0 и ω_3 — частоты лазерного излучения и колебательного кванта антисимметричной моды молекулы CO_2 , C_p — удельная теплоемкость лазерной смеси, ρ — ее плотность, v — скорость газа, η — КПД возбуждения молекул, W — удельная мощность энергозклада в разряд;

$$\tau_2' = \frac{\tau_2}{1 + \frac{I}{I_S}}, \quad \tau_2'' = \frac{\tau_2}{1 + \frac{2\omega_0 I}{\omega_3 I_S}}$$

где τ_2 — эффективное время релаксации верхнего лазерного уровня, которое зависит от концентрации углекислого газа γ_{CO_2} и азота γ_{N_2} и временной константы антисимметричной моды молекулы CO_2 τ_{02} :

$$\tau_2 = \tau_{02} \left(1 + \frac{\gamma_{N_2}}{\gamma_{CO_2}} \right),$$

$I_S = \frac{h\omega_0}{2\pi\sigma\tau_{02}}$ — параметр насыщения (σ — эффек-

тивное сечение светоиндуцированного перехода).

Выражения (4) и (5) являются решениями упрощенных уравнений кинетики активной среды прокачанного CO_2 лазера, в которых наряду с условием $\tau_2 \gg \tau_1$ (τ_1 — время релаксации нижнего лазерного уровня) учитывается приближенное равенство $\alpha \approx \sigma \gamma_{CO_2} e_3$, где N — концентрация частиц лазерной смеси, e_3 — средний запас квантов, приходящийся на молекулу CO_2 . Важным свойством выражений (4)

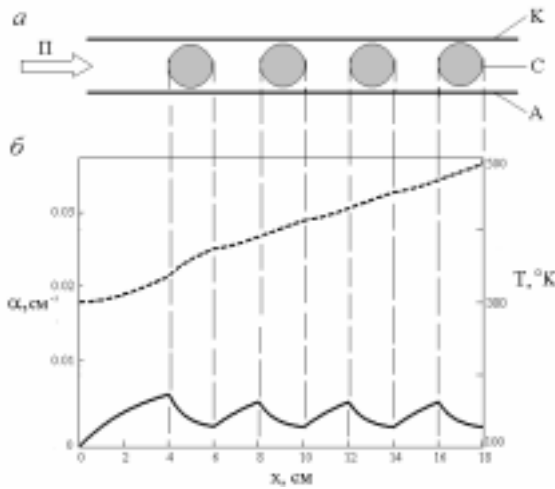


Рис.3. Расположение лазерных пучков (а) и ход изменения температуры T (пунктир) и насыщенного коэффициента усиления α (непрерывная линия) (б) в активной зоне резонатора. П — поток рабочей смеси, А — анод, К — катод, С — эффективное сечение пучка.

и (5) является то, что входящие в них комбинации параметров $I_S \tau_2' / \rho$, $\nu \tau_2'$, τ_2' / τ_2'' , $\rho \tau_2'$, $\tau_2' / I_S \tau_2$ слабо зависят от плотности среды.

На рис.3 приведены рассчитанные распределения коэффициента усиления и температуры по потоку газа. Распределения соответствуют рабочей смеси $\text{CO}_2:(\text{N}_2+\text{O}_2):\text{He}=1,5 \text{ Торр}:14 \text{ Торр}:22 \text{ Торр}$. При расчетах использовались следующие значения параметров: $T(0)=300 \text{ К}$, $\nu=6 \cdot 10^3 \text{ см/с}$, $I/I_S=8$, $I_S=200 \text{ Вт/см}^2$, $a(0)=0$, $C_p=1,8 \text{ Дж/г град}$, $\tau_2=10^{-3} \text{ с}$, $\rho=3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$, $\eta=0,8$, $W=4 \text{ Вт/см}^3$.

Расчет по формулам (4) и (5) проводился отдельно для интервалов изменения x , в которых попеременно значения I/I_S принимались равными 0 или 8. При этом для каждого интервала принимались соответствующие значения $T(0)$ и $\alpha(0)$, причем минимальное значение $\alpha(0)$ на интервалах принималось равным пороговому значению коэффициента усиления $\alpha_n=0,002 \text{ см}^{-1}$. Из приведенного на рис.3 хода кривой $T(x)$ видно, что изменения температуры происходит по закону, близкому к линейному. Это указывает на адекватность модели оптического клина возникающим в активной среде нелинейным неоднородностям. Полному изменению температуры $\Delta T=190^\circ\text{C}$ соответствует изменение показателя преломления $\Delta n_T=5,7 \cdot 10^{-6}$.

Рассмотрим теперь влияние дисперсии. Как известно, дисперсионное изменение показателя преломления Δn_g при смещении частоты W от центра спектрального контура усиления молекулы CO_2 с

шириной спектральной линии $\Delta \omega_0$ оценивается по формуле

$$\Delta n_g \approx \frac{\Omega}{\Delta \omega_0} \frac{\alpha}{\kappa},$$

где α — насыщенный коэффициент усиления, $\kappa=2\pi/\lambda$, λ — длина волны лазерного излучения. Очевидно, что максимальное значение Δn_g будет иметь место при $\Omega_{\text{max}}=c/2L$, где c — скорость света, L — длина резонатора. Для типичных значений α и L получаем, что $\Delta n_g \approx 2 \cdot (10^{-7}-10^{-8})$. Эта величина почти на порядок меньше изменения показателя преломления Δn_T , вызванного светоиндуцированным тепловыделением [9]. Однако пространственный масштаб изменения Δn_g по сравнению с Δn_T может быть в 5 раз меньше. Это хорошо видно из рис.3, где показано распределение насыщенного коэффициента усиления в используемом многопроходном устойчивом резонаторе. Поэтому производные $\Delta n_g/\Delta x$ и $\Delta n_T/\Delta x$ могут иметь величины одного порядка. Вследствие этого не всегда пренебрежение действием дисперсионного механизма образования действительских неоднородностей является оправданным.

В отличие от теплового Δn_T дисперсионное изменение показателя преломления Δn_g может быть как положительным, так и отрицательным, а его величина зависит от оптической длины резонатора.

В мощных технологических CO_2 лазерах с поперечной прокачкой совместное действие теплового и дисперсионного механизмов образования оптических неоднородностей приводит к угловому смещению лазерного пучка и увеличению апертурных потерь лазерного излучения. Эти факторы имеют нелинейный характер, т.е. зависят от мощности CO_2 лазера, и их влияние начинает проявляться только с определённого уровня мощности излучения. Возникающие таким образом нелинейные апертурные потери вызывают практический интерес в случаях генерации лазерного пучка, когда для получения одномодового режима используются селектирующие диафрагмы, на которых часть излучения теряется. Естественно, эти потери зависят от углового смещения лазерного пучка, и их величина определяется размером диафрагмы.

Для оценки потерь мощности P_a пучка TEM_{00} на центрированной диафрагме диаметра D обычно пользуются формулой [10]:

$$P_a = \exp\left(-\frac{D^2}{2w_0^2}\right) 100\%. \quad (6)$$

Здесь w_0 — радиус пучка. Если в резонаторе сформировался оптический клин, который смещает

центр гауссова пучка относительно центра круглой диафрагмы на расстояние Δl , то формула (4) должна быть изменена. Принимая во внимание соотношения $4w_0^2/D^2 < 1$ и $2\Delta l/D \ll 1$, можно показать, что потери на диафрагме приближенно равны:

$$P_a \approx \exp\left(-\frac{D^2}{2w_0^2}\right) \left[1 + \frac{2(\Delta l)^2}{w_0^2} \left(3 + \frac{2D^2}{w_0^2}\right)\right] 100\%. \quad (7)$$

Нетрудно определить в геометрическом приближении смещение пучка Δl в плоскости селективирующей диафрагмы, расположенной у плоского выходного зеркала устойчивого резонатора лазера. Используя модель сосредоточенного оптического клина, расположенного в центре резонатора, получаем

$$\Delta l \approx \frac{1}{2} \left(R - \frac{3}{2}L\right) \theta_x, \quad (8)$$

где R — радиус “глухого” зеркала, L — длина резонатора.

Этому смещению соответствует угол наклона выходного пучка

$$\varphi_x \approx \frac{R - \frac{3}{2}L}{2(R - L)} \theta_x. \quad (9)$$

Из-за эффекта рассеяния излучения, прошедшего диафрагму, в моды высокого порядка доля теряемой в резонаторе мощности P_r будет превосходить значение P_a примерно в два раза ($P_r \approx 2P_a$) [11]. Оценим уровень дополнительных потерь в резонаторе лазера ТЛ-2.5, которые возникают под действием клина. В указанном лазере, длина резонатора $L=8$ м, радиус кривизны “глухого” зеркала $R=30$ м, радиус пучка $w_0=6,7$ мм; селективирующая диафрагма устанавливается у плоского выходного зеркала. Эмпирически определенный диаметр селективирующей диафрагмы, обеспечивающий возбуждение основной моды, составляет 19 мм. Для указанных параметров дифракционные потери в резонаторе, определенные с использованием выражения (7), в отсутствие клина будут равны $P_r=3,6\%$. При клине, характеризующимся значением $\theta_x=3,7 \cdot 10^{-4}$ и смещением пучка в плоскости диафрагмы $\Delta l=3,2$ мм, потери увеличиваются до величины 35,6%. Такое весьма существенное приращение потерь негативно скажется на энергетических характеристиках генерации и не может считаться приемлемым.

Существует, однако, простая возможность уменьшить влияние нелинейного клина на уровень потерь в лазере с поперечной прокачкой. Она

основана на следующем экспериментальном факте: по потоку среды эффективный размер активной среды, с которым взаимодействует основная мода, значительно превосходит ее размер. Эксперименты с лазером ТЛ-2.5 показали, что вдоль потока фрагменты поперечной структуры мод высоких порядков не обнаруживаются вплоть до размера ограничивающей апертуры $D_x=25$ мм. Поэтому в таких лазерах целесообразно вместо круглой диафрагмы использовать диафрагму прямоугольной или эллиптической формы. Для потерь на прямоугольной диафрагме со сторонами D_x и D_y , большая сторона которой D_x направлена вдоль потока, легко получить формулу

$$P_a \approx \left\{1 - \operatorname{erf} \frac{D_y}{\sqrt{2}w_0} \left[\operatorname{erf} \frac{D_x}{\sqrt{2}w_0} - \frac{2\sqrt{2}\Delta l}{\sqrt{\pi}w_0} \exp\left(-\frac{D_x^2}{2w_0^2}\right)\right]\right\} 100\%. \quad (10)$$

Оценка потерь в резонаторе с использованием этой формулы в отсутствие клина дает величину $P_r=1\%$, а при наличии клина — $P_r=1,1\%$. Эта оценка соответствует прямоугольной диафрагме 19×25 мм. Малое увеличение потерь указывает на то, что прямоугольная диафрагма позволяет практически полностью ликвидировать влияние клина на выходную мощность лазера.

4. Заключение

В настоящее время используются два типа технологических CO_2 лазеров. Первый тип использует поперечную прокачку активной среды, а второй — аксиальную. Лазеры с поперечной прокачкой среды имеют более простые и дешевые системы возбуждения и прокачки. Однако их недостатком является наличие в газовом потоке нелинейного оптического клина. Основными причинами возникновения клина являются светоиндуцированное тепловыделение и дисперсия среды. В лазере ТЛ-2.5 нелинейный оптический клин может вызывать при изменении тока отклонение пучка на угол $\theta=4 \cdot 10^{-4}$ рад. Оптический клин приводит к усилению дифракционных потерь на селективирующих и ограничивающих диафрагмах внутри резонатора. Однако выполненные оценки показывают, что при правильном выборе размера и формы селективирующей диафрагмы в устойчивом резонаторе эти потери оказываются небольшими. Это обусловлено высокой устойчивостью генерации TEM_{00} моды даже, если размер диафрагмы вдоль

потока намного превосходит диаметр пучка. Таким образом, нелинейный клин не сказывается заметно на энергетических характеристиках генерации. В то же время при проведении прецизионных операций следует считаться с необходимостью компенсировать смещения пучка при изменении интенсивности излучения.

Заметим, что механизмы образования оптических неоднородностей Δn_T и Δn_g представляют собой также практический интерес, как одна из основных причин уширения спектра в мощных узкополосных источниках лазерного излучения, создаваемых на базе CO_2 лазеров и CO_2 усилителей низкого давления.

Литература

1. Технологические лазеры. Справочник. Под ред. Абильситова Г.А. Т.1, Москва: Машиностроение, 1991, 169 с.
2. Borghese A., Canenari R., Donati V., Garifo L. // Applied Optics, vol.20, №20, p.3547-3552, 1981.
3. Галушкин М.Г., Голубев В.С., Дембовицкий В.В., Забелин А.М. // Изв. АН, сер. физическая, том 60, №12, с.157-164, 1996.
4. Михеев П.А., Николаев В.Д., Шепеленко А.А. // Квантовая электроника, т.22, №4, с.415-418, 1992.
5. Galushkin M.G., Yakunin V.P., Samarkin V.V., Zavalova V.Ye. // Proc. SPIE, vol.3686, p.10-15, 1999.
6. Bartels H., Generalov N.A., Nabich V., Solov'yov N.G., Yakimov M.Yu., Zhimakov V.P. // Proc.SPIE, vol.3686, p.121-129, 1999.
7. Галушкин М.Г., Короленко П.В., Макаров В.Г., Полоско А.Т., Якунин В.П. // Квантовая электроника, т.32, №6, с.547-552, 2002.
8. Голубев В.С., Галушкин М.Г., Забелин А.М., Панченко В.Я. // Изв. АН СССР, сер. физическая, т.53, №6, с.1136-1140, 1989.
9. Arkitava D.O., Galushkin M.G., Zabelin A.M. // Proc.SPIE, vol.4165, p.17-31, 2000.
10. Витteman В. CO_2 -лазер. Москва: Мир, 1990, 360 с.
11. Абросимов Г.В., Королев Ф.А., Короленко П.В., Одинцов А.И., Саркаров Н.Э. // Журнал прикладной спектроскопии, т.25, №1, с.52-56, 1976.