В [5, 6] отмечено, что уравнение Клейна — Гордона с линейным потенциалом приводит к эффекту просачивания частиц через потенциальный барьер, т. е. к отсутствию запирания кварков. В рассматриваемом нами уравнении (4) этого не происходит. Действительно, коэффициент прохождения в ВКБ-приближении для нашего случая имеет вид:

$$T = \exp\left(-\frac{E^2\pi}{8\beta}\right). \qquad (19)$$

Коэффициент прохождения не зависит от масс составляющих частиц и связан только с энергией и постоянной взаимодействия. При условии применимости квазиклассического приближения, т. е. при $E \gg 2\mu$, очевидно, что T стремится к нулю, т. е. при переходе от $r = 0$ к $r = \infty$ не происходит просачивания кварков через потенциальный барьер. Следовательно, линейный потенциал в области применимости ВКБ-приближения приводит к запиранию составляющих частиц.

Итак, показано, что для составной фермион-антифермионной системы равных масс с полным спином $J = 0$ наличие скалярного линейного потенциала приводит к дискретному спектру энергий в области $(2\mu, \infty)$, в которой имеет место эффект запирания кварков.

Список литературы

1. Krolikowski W., Rzewuski J. // Nuovo Cimento. 1956. V. 4. P. 975.
2. Fischer J., Limic N., Niederle J., Rachca R. // Nuovo Cimento. 1968. V. 55A. P. 33.
3. Krolikowski W., Rzewuski J. // Acta Phys. Pol. 1975. B 7, 487.
4. Богуш А. А., Остапенко А. В., Толкачев Е. А. // Ядерная физика. 1980. Т. 31. С. 188.
5. Kang J. S.. Schnitcer H. J. // Phys. Rev. 1975. V. D12. P. 841.
6. Ram B. // Lett. Nuovo Cimento. 1978. V. 23. P. 321.

Поступила в редакцию 23.06.86.

УДК 535.012.2+621.373.038.824

Л. И. БУРОВ, И. И. ГАНЧЕРЕНОК

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ГЕОМЕТРИИ НАКАЧКИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С АНИЗОТРОПНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

При накачке поляризованным излучением активная среда лазера на красителе становится анизотропной. Это оказывает существенное влияние на энергетические, спектральные и временные характеристики генерируемого излучения [1]. Однако в [1] рассмотрен лишь частный вариант продольной накачки линейно поляризованным излучением в пренебрежении вращательной релаксацией молекул, что соответствует сильновязкому растворителю в случае лазеров на красителях. Настоящая работа посвящена исследованию влияния поляризации и геометрии накачки на энергетические параметры жидкостного ОКГ в произвольном случае.

В качестве энергетической характеристики лазера будем рассматривать разность коэффициентов усиления и потерь ε. Для ее нахождения воспользуемся матричным методом. Как и в [1], матрицы будем записывать в прямоугольной системе координат, определяемой главными направлениями полного поляризатора, расположенного в резонаторе лазера. Тогда изменение амплитуды линейно поляризованной волны после полного обхода резонатора находится из равенства [1]

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel} \\ E_{\perp} \end{pmatrix} = R_1 R_2 P(1,\ 0)\{\varkappa(-\varphi)\hat{L}\varkappa(\varphi)\}^2 P(1,\ 0)\begin{pmatrix} E_{\parallel 0} \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где $E_{\alpha 0}$ и E_{α} — амплитуды волн в начале и после обхода резонатора вдоль направления пропускания поляризатора (‖) и перпендикулярного ему ($\perp$); $P(1, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ — матрица Джонса для полного поляризатора; $\varkappa(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}$ — матрица поворота системы на угол φ; R_1, R_2 — амплитудные коэффициенты отражения зеркал резонатора; $\hat{L}$ — матрица активной среды, которая в приближении малого насыщения имеет вид [2]:

$$\hat{L} = \hat{I} + \lambda\hat{S}. \tag{2}$$

Здесь $\hat{I} = 1 - \mathbf{n}\cdot\mathbf{n}$ — оператор плоскости, ортогональной $\mathbf{n}$; $\mathbf{n}$ — единичный вектор направления оси резонатора; точка означает диадное произведение; λ — малый параметр, линейно зависящий от интенсивности поля накачки [3]; $\hat{S}$ — тензор светоиндуцированной анизотропии, явный вид которого представлен в [4].

В дальнейшем предположим, что частоты накачки $\omega_н$ и генерации $\omega_г$ удовлетворяют условию $|\omega_н - \omega_г| > \gamma_1;\ \gamma_2$ * (γ_1 и γ_2 — скорости продольной и поперечной релаксаций соответственно), что позволяет пренебречь вкладом в нелинейную восприимчивость низкочастотных резонансов [5] и существенно упростить вид тензора S [4]. В этом случае его можно записать следующим образом:

$$\hat{S} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_3}\left(\frac{\gamma_3}{\gamma_1} + \hat{S}_0\right), \tag{3}$$

где γ_3 — скорость вращательной релаксации, а тензор $\hat{S}_0$ при выполнении условий симметрии Клейнмана имеет вид [8]

$$\hat{S}_0 = \hat{I} + \mathbf{a}\cdot\mathbf{a}^* + \mathbf{a}^*\cdot\mathbf{a}. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{a} = [\mathbf{n}\times[\mathbf{n}\times\mathbf{e}]]$; $\mathbf{e}$ — вектор поляризации волны накачки.

Из равенства (1) с учетом (2)—(4) для изменения интенсивности ($I = |E|^2$) волны после полного обхода резонатора в линейном по параметру λ приближении получаем

$$I = R_1^2 R_2^2 [1 + 4\,\mathrm{Re}\,\lambda\,(\cos^2\varphi\, A + \sin^2\varphi\, B)]\, I_0 = kI_0, \tag{5}$$

где

$$A = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_3}\left[\frac{\gamma_3}{\gamma_1} + \left(1 + \frac{2(1 - |\mathbf{ne}|^2)}{1 + \eta^2}\right)\right], \tag{6}$$

$$B = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_3}\left[\frac{\gamma_3}{\gamma_1} + \left(1 + \frac{2\eta^2(1 - |\mathbf{ne}|^2)}{1 + \eta^2}\right)\right], \tag{7}$$

η — степень эллиптичности вектора $\mathbf{a}$; $k = \exp(2\varepsilon l)$; l — длина активной среды.

Как видно из выражения (5), в линейном по интенсивности поля накачки приближении фазовая анизотропия ($\mathrm{Im}\,\lambda$) не вносит дополнительных потерь, которые приводят к немонотонности в зависимости энергии генерации от угла φ [1] (φ — угол между направлениями большой оси эллипса $\mathbf{a}$ и пропускания поляризатора). С другой стороны, данное приближение хорошо работает при небольшом превышении накачки над пороговой [1, 9], при котором, как правило, выполняется условие малого насыщения.

Зависимость ε от геометрии и поляризации накачки отражена в выражениях (6) и (7). Из них следует, что энергия генерации лазера на красителе с полным поляризатором внутри резонатора не зависит от угла φ при круговой поляризации вектора $\mathbf{a}$ ($\eta = \pm 1$) либо при линей-

---

* В условиях эксперимента [1] $|\omega_н - \omega_г| \simeq 10^{14}$ Гц $> \gamma_1;\ \gamma_2$, которые для криптоцианинового красителя имеют порядок $5\cdot 10^{10}$ Гц [6] и 10^{13} Гц [7] соответственно.

ной поляризации волны накачки ($[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*] = 0$) с ориентацией вдоль оси резонатора ($|\mathbf{a}| = 0$).

В заключение проанализируем два частных, но наиболее распространенных варианта геометрии жидкостного ОКГ.

Продольная накачка. Поскольку теперь $\mathbf{a} = \mathbf{e}$, то η имеет прямой физический смысл как степень поляризации излучения накачки. Тогда при линейной поляризации поля накачки ($\eta = 0$) для параметров A и B имеем

$$A = \frac{3\gamma_1 + \gamma_3}{\gamma_1 + \gamma_3}, \quad B = 1. \tag{8}$$

Из (5) и (8) следует, что увеличение скорости вращательной диффузии молекул должно приводить к уменьшению разности энергий генераций при $\varphi = 0$ и $90°$, что и наблюдалось экспериментально [1] для лазера на криптоцианиновом красителе при замене этиленгликолевого растворителя на этанольный.

Поперечная накачка. В этом случае $\eta \equiv 0$ независимо от поляризации излучения накачки. В результате вариант, когда $|\mathbf{ne}| = 0$, аналогичен случаю продольной накачки с линейной поляризацией.

Таким образом, предложенный подход позволяет качественно описать зависимость энергии генерации лазера на красителе от поляризации и геометрии оптической накачки. Полученные результаты коррелируют с известными в литературе экспериментальными данными.

Список литературы

1. Войтович А. П., Калинов В. С. // ЖПС. 1983. Т. 39. С. 25.
2. Ильющенко Н. В., Свирина Л. П., Севериков В. Н. // Препринт ИФ АН БССР № 340. Минск, 1984.
3. Буров Л. И., Ганчеренок И. И. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1984. № 1. С. 61.
4. Буров Л. И., Воропай Е. С., Ганчеренок И. И., Саечников В. А. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 64.
5. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981.
6. Duguay M. A., Hansen J. W. // Opt. comm. 1969. V. 1. P. 254.
7. Yajima T., Souma H., Ishida Y. // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. P. 324.
8. Буров Л. И., Ганчеренок И. И. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. С. 567.
9. Ярошенко О. И., Рудик К. И. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 416.

Поступила в редакцию 16.06.86.

УДК 629.7.028.6

А. К. ЕВСЕЕНКО, И. М. ПОЛЕЩУК

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫХ ОБТЕКАТЕЛЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Традиционные методы измерений характеристик обтекателей антенн СВЧ основаны на сравнении диаграмм направленности защищенной и незащищенной антенн и делятся на два класса [1]: измерения в дальней и измерения в ближней зоне. Недостатки этих методов: узкополосность, необходимость проведения экспериментов в условиях специализированных полигонов или безэховых камер и большие затраты времени при измерениях.

Предлагается метод экспериментальных исследований характеристик антенных обтекателей, использующий импульсные измерения во временной области.

Применение коротких облучающих импульсов (длительность импульса должна быть меньше времени распространения энергии между излучающей антенной и облучаемым предметом) позволяет оценивать такие характеристики обтекателей, как внутренние отражения и переотражения, локальные неоднородности и т. п. Если спектр облучающего импуль-