

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1989

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.

Издается с 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՔԻՅՑ

Ա. Յ. Աճատունի, Վ. Մ. Հառնոյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառնյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амадуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

УДК 621.373.826

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ТРЕХУРОВНЕВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДОЙ С МОМЕНТАМИ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ 1/2

К. В. АРУТЮНЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 мая 1988 г.)

Рассматривается взаимодействие двух эллиптически поляризованных волн с резонансной средой, состоящей из идентичных трехуровневых атомов. Моменты количества движения всех уровней атома равны  $1/2$ . Получена точная система уравнений в неприводимых тензорах, которая аналитически решена в случае, когда одна из волн слабая.

Взаимодействие монохроматического излучения со средой с учетом поляризации волны, магнитной структуры подуровней и релаксационных процессов на основе аппарата неприводимых тензорных операторов достаточно подробно изучено в случае однофотонного резонанса (см., напр. [1—4]). Относительно мало изучено взаимодействие двух монохроматических волн в условиях двухфотонного резонанса в таком же представлении. Имеется только работа [5], где для произвольных моментов для трехуровневой системы построена теория взаимодействия в рамках теории возмущений.

Большой интерес представляют точные теории, которые позволяют учитывать эффекты насыщения. В общем случае эффекты насыщения не удастся учесть даже в условиях однофотонного резонанса. Поэтому в этой работе мы рассмотрим случай трехуровневой системы, моменты количества движения которой равны  $1/2$ . Простота моментов позволяет в явном виде записать систему уравнений и найти эллиптические решения в случае, когда одна из взаимодействующих волн слабая.

Рассмотрим взаимодействие двух эллиптически поляризованных волн со средой, состоящей из идентичных трехуровневых атомов. Пусть волна  $E_1 e^{-i\omega_1 t}$  резонансна с переходом  $1 \rightarrow 2$ , а волна  $E_2 e^{-i\omega_2 t}$  — с переходом  $2 \rightarrow 3$ , где индексы 1, 2, 3 характеризуют соответственно основное, первое возбужденное и следующее возбужденное состояния атома. Напряженность полного электрического поля представим в виде:

$$E = E_1(r, t) e^{-i\omega_1 t} + E_2(r, t) e^{-i\omega_2 t} + \text{к. с.}$$

Волновую функцию системы ищем в виде:

$$|\psi\rangle = \sum_{m=-1/2}^{1/2} a_m(t) |1, \frac{1}{2}, m\rangle + \sum_{m=-1/2}^{1/2} b_m(t) e^{-i\omega_1 t} |2, \frac{1}{2}, m\rangle + \\ + \sum_{m=-1/2}^{1/2} c_m(t) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} |2, \frac{1}{2}, m\rangle.$$

Из уравнения Шредингера для амплитуд основного и возбужденных состояний получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a}_{-1/2} &= i\tilde{\xi}_1^* b_{1/2} - i\tilde{\xi}_2^* b_{-1/2}, \\ \dot{a}_{1/2} &= i\tilde{\xi}_1^* b_{-1/2} + i\tilde{\xi}_2^* b_{1/2}, \\ \dot{b}_{-1/2} - i\varepsilon_1 b_{-1/2} &= i\tilde{\xi}_1^* a_{1/2} - i\tilde{\xi}_2^* a_{-1/2} + i\tilde{\xi}_{2z}^* c_{1/2} - i\tilde{\xi}_{2z}^* c_{-1/2}, \\ \dot{b}_{1/2} - i\varepsilon_1 b_{1/2} &= i\tilde{\xi}_1^* a_{-1/2} + i\tilde{\xi}_2^* a_{1/2} + i\tilde{\xi}_{2z}^* c_{-1/2} + i\tilde{\xi}_{2z}^* c_{1/2}, \\ \dot{c}_{-1/2} - i(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) c_{-1/2} &= i\tilde{\xi}_2^* b_{1/2} - i\tilde{\xi}_{2z}^* b_{-1/2}, \\ \dot{c}_{1/2} - i(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) c_{1/2} &= i\tilde{\xi}_2^* b_{-1/2} + i\tilde{\xi}_{2z}^* b_{1/2}, \end{aligned}$$

где  $\xi_{1,2} = \frac{d_{1,2} E_{1,2}}{\hbar \sqrt{6}}$  — параметр интенсивности.

По аналогии с работой [3] для учета релаксационных явлений перейдем от амплитуд к элементам матрицы плотности в представлении неприводимых тензорных операторов.

Переход производим вводя новые физические величины. Это скаляры заселенностей  $S_{ii}$  и скалярные токи  $S_{ik}$ . Они вводятся по аналогии с работой [3]. Для указанных величин система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{11} + \gamma'_{11} (S_{11} - 1) &= i(\xi_1^* \eta_{12}^*) - i(\xi_1 \eta_{12}), \\ \dot{S}_{22} + \gamma'_{22} S_{22} &= i(\xi_1 \eta_{12}) - i(\xi_1^* \eta_{12}^*) + i(\xi_2^* \eta_{23}^*) - i(\xi_2 \eta_{23}), \\ \dot{S}_{33} + \gamma'_{33} S_{33} &= i(\xi_2 \eta_{23}) - i(\xi_2^* \eta_{23}^*), \\ \dot{S}_{12} + i\varepsilon_1 S_{12} + \gamma'_{12} S_{12} &= i(\xi_1^* \eta_{22}) - i(\xi_1^* \eta_{11}) - i(\xi_2 \eta_{13}), \\ \dot{S}_{23} + i\varepsilon_2 S_{23} + \gamma'_{23} S_{23} &= i(\xi_1 \eta_{13}) + i(\xi_2^* \eta_{33}) - i(\xi_2^* \eta_{22}), \\ \dot{S}_{13} + i(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) S_{13} + \gamma'_{13} S_{13} &= i(\xi_1^* \eta_{23}) - i(\xi_2^* \eta_{12}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\gamma'_{11}$ ,  $\gamma'_{22}$ ,  $\gamma'_{33}$  — константы релаксаций заселенностей,  $\gamma'_{12}$ ,  $\gamma'_{13}$ ,  $\gamma'_{23}$  — константы релаксаций скалярных токов.

В уравнения (4) входят векторные величины  $\eta_{ii}$  и  $\eta_{ik}$ , которые также вводятся при переходе к неприводимым тензорным операторам  $\eta_{ii}$  — векторы ориентации, а  $\eta_{ik}$  — токи переходов [3], которые определяют поляризованность системы. Для  $\eta_{ii}$  и  $\eta_{ik}$  имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{\eta}_{11} + \Gamma_{11} \eta_{11} &= i\xi_1^* S_{12}^* - i\xi_1 S_{12} - [\xi_1^* \eta_{12}^*] - [\xi_1 \eta_{12}], \\ \dot{\eta}_{22} + \Gamma_{22} \eta_{22} &= i\xi_1 S_{12} - i\xi_1^* S_{12}^* - [\xi_1 \eta_{12}] - [\xi_1^* \eta_{12}^*] - \\ &\quad - i\xi_2 S_{23} + i\xi_2^* S_{23}^* - [\xi_2 \eta_{23}] - [\xi_2^* \eta_{23}^*], \\ \dot{\eta}_{33} + \Gamma_{33} \eta_{33} &= i\xi_2 S_{23} - i\xi_2^* S_{23}^* - [\xi_2 \eta_{23}] - [\xi_2^* \eta_{23}^*], \\ \dot{\eta}_{12} + i\varepsilon_1 \eta_{12} + \gamma_{12} \eta_{12} &= i\xi_1^* S_{22} - i\xi_1^* S_{11} - i\xi_2 S_{13} - \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 & - [\xi_1^* \eta_{22}] - [\xi_1^* \eta_{11}] - [\xi_2 \eta_{13}], \\
 \eta_{23} + i \varepsilon_2 \eta_{23} + \gamma_{23} \eta_{23} &= i \xi_2^* S_{33} - i \xi_2^* S_{22} - i \xi_1 S_{13} - \\
 & - [\xi_2^* \eta_{22}] - [\xi_2^* \eta_{33}] - [\xi_1 \eta_{13}],
 \end{aligned}$$

$$\eta_{13} + i (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \eta_{13} + \gamma_{13} \eta_{13} = i \xi_1^* S_{23} - i \xi_2^* S_{12} - [\xi_1^* \eta_{23}] - [\xi_2^* \eta_{12}].$$

Здесь  $\Gamma_{11}$ ,  $\Gamma_{22}$ ,  $\Gamma_{33}$  — константы релаксаций ориентаций, а  $\gamma_{12}$ ,  $\gamma_{13}$ ,  $\gamma_{23}$  — константы релаксаций токов.

Проведем анализ системы (2) в случаях, когда волна  $E_1$  слабая, а  $E_2$  произвольная и наоборот. В первом случае линеаризуя систему по полю  $E_1$  для тока перехода  $\eta_{12}$  в стационарном режиме получим следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 \eta_{12} = & - \frac{\Omega_2}{\Omega_1 \Omega_2 - (\xi_2 \xi_2^*)} \xi_1^* + \frac{\Omega_2}{F} \{ [(\xi_1^* \xi_2) (\xi_2^* \xi_2^*) - \Omega_1 \Omega_2 (\xi_1^* \xi_2^*)] \xi_2 + \\
 & + [\Omega_1 \Omega_2 (\xi_1^* \xi_2) - 2 (\xi_2^* \xi_2) (\xi_1^* \xi_2) + (\xi_2 \xi_2) (\xi_1^* \xi_2^*)] \xi_2^* - \\
 & - (\xi_1^* [\xi_2 \xi_2^*]) [\xi_2 \xi_2^*] \},
 \end{aligned}$$

где  $\Omega_1 = \varepsilon_1 - i \gamma_{12}$ ,  $\Omega_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - i \gamma_{13}$ , а фактор насыщения  $F$  имеет вид:

$$F = [\Omega_1 \Omega_2 - (\xi_2 \xi_2^*)] [\Omega_1^2 \Omega_2^2 - 2 \Omega_1 \Omega_2 (\xi_2^* \xi_2) + (\xi_2 \xi_2) (\xi_2^* \xi_2^*)].$$

Подставляя выражение для тока перехода  $\eta_{12}$  в укороченное уравнение Максвелла получим формулу изменения амплитуды слабой волны  $\xi_1 = e_1(z) e^{i \omega_1 c / z}$  в случае, когда обе волны направлены по оси  $z$ .

$$\frac{de_1}{dz} = i \frac{\pi N |d_1|^2 \omega_1}{3c} \eta_{12}^* e^{-i \omega_1 c / z}. \quad (3)$$

Из формулы (3) получим коэффициент поглощения и показатели преломления слабой волны. В общем случае, когда обе волны эллиптически поляризованы для сферических компонент слабой волны имеем:

$$\begin{aligned}
 n_{\pm}(\omega_1) &= 1 + \frac{c}{\omega_1} \operatorname{Im} \left[ -i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - |\xi_{\mp}|^2} \right], \\
 \alpha_{\pm} &= 2 \operatorname{Re} \left[ i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - |\xi_{\mp}|^2} \right],
 \end{aligned}$$

где  $\sigma_1 = \varepsilon_1 + i \gamma_{12}$ ,  $\sigma_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + i \gamma_{13}$ , а  $d_0 = \frac{2 \pi N |d_1|^2 \omega_1}{3c \gamma_{12}}$  — коэффициент

поглощения в точном резонансе.

Полученные формулы позволяют вычислить сдвиги однофотонного и двухфотонного резонансов, изменение их ширин за счет интенсивности сильной волны, а также значение коэффициентов поглощений однофотонного и двухфотонного резонансов. В линейном по  $|\xi_{\pm}|^2$  приближении имеем:

$$\Delta \omega_{1\pm} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2^2 + \gamma^2} |\xi_{\mp}|^2, \quad (4)$$

$$\gamma_{12\pm} = \gamma_{12} + \frac{\gamma}{\varepsilon_2^2 + \gamma^2} |\xi_{\mp}|^2,$$

где  $\gamma = \gamma_{13} - \gamma_{12}$ ,  $\Delta\omega_{\pm}$ ,  $\gamma_{12\pm}$  — сдвиги и ширины однофотонного резонансов для волн  $E_{1\pm}$ .

Выражение для сдвига при двухфотонном резонансе совпадает с аналогичным для однофотонного, а ширина  $\gamma_{13\pm} = \gamma_{13} - \gamma |\xi_{\pm}|^2 / (\gamma^2 + \varepsilon_2^2)$ . Коэффициенты поглощений имеют значения для однофотонного резонанса  $\alpha_1 = \alpha_0$ , а для двухфотонного —  $\alpha_2 = \alpha_0 \gamma_{12} |\xi|^2 / \gamma$ . Отметим интересную особенность Штарковского сдвига уровней. Формула (4) имеет резонансный вид и для перехода  $2 \rightarrow 3$  Штарковский сдвиг определяется не шириной  $\gamma_{23}$ , а величиной  $\gamma$ . Только в случае полного отсутствия столкновений  $\gamma = \gamma_{23}$  [6]. Если волна  $E_2$  линейно поляризована, то для декартовых компонент слабой волны показатель преломления и коэффициент поглощения равны:

$$n_{x,y}(\omega_1) = 1 + \frac{c}{\omega_1} \operatorname{Im} \left[ -i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - |\xi|^2} \right],$$

$$\alpha_{x,y} = 2 \operatorname{Re} \left[ i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - |\xi|^2} \right].$$

Отметим, что этот результат не зависит от направления линейной поляризации волны  $E_2$ . Если сильная волна поляризована линейной, то система для слабой волны изотропна. Если же волна циркулярно поляризована, то для круговых поляризаций слабой волны получим:

$$n_{\pm}(\omega_1) = 1 + \frac{c}{\omega_1} \operatorname{Im} \left[ -\frac{i \alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - 4|\xi|^2} \right],$$

$$n_{-}(\omega_1) = 1 + \frac{c}{\omega_1} \operatorname{Im} \left[ -i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{1}{\sigma_1} \right] = 1 - \frac{c \varepsilon_1}{\omega_1 (\varepsilon_1^2 + \gamma_{12}^2)},$$

$$\alpha_{+} = 2 \operatorname{Re} \left[ i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1 \sigma_2 - 4|\xi|^2} \right],$$

$$\alpha_{-} = 2 \operatorname{Re} \left[ i \frac{\alpha_0 \gamma_{12}}{2} \frac{1}{\sigma_1} \right] = 2 \frac{\gamma_{12}}{\varepsilon_1^2 + \gamma_{12}^2}.$$

Из формул (5) и (6) видно, что показатель преломления и коэффициент поглощения для волны  $E_{1-}$  определяются формулами линейной теории. Теперь проведем анализ системы, когда волна  $E_1$  сильная, а  $E_2$  слабая. Решим системы (1) и (2) в стационарном случае. Для тока перехода  $\eta_{23}$  имеем следующее выражение:

$$\eta_{23} = \frac{B}{P + [\xi_1^* \xi_1]^2}, \quad (7)$$

где  $P = (\varepsilon_2 - i\gamma_{23})(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - i\gamma_{13}) - (\xi_1^* \xi_1)$ ,

$$B = \frac{1}{\Phi} \left\{ \varepsilon_1 + i\gamma_{12} + \frac{2i(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - i\gamma_{13})\gamma_{12}}{\Gamma_{22}} \right\} [\xi_1^* (\xi_1^* \xi_2^*) - \xi_1^* (\xi_1 \xi_2^*)] +$$

$$+ \frac{1}{\Phi} \left\{ \varepsilon_1 + i\gamma_{12} + \frac{2i\gamma_{12}}{\Gamma_{11}} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - i\gamma_{13}) \right\} [\xi_2^* (\xi_1 \xi_1^*) + \frac{2\gamma_{12}}{\Gamma(\varepsilon_1^2 + \gamma_{12}^2)} \times$$

$$\times \xi_2^* (\xi_1 \xi_1) (\xi_1^* \xi_1^*)] + \frac{1}{\rho\Phi} \left\{ \varepsilon_1 + i\gamma_{12} + \frac{2i\gamma_{12}}{\Gamma_{22}} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - i\gamma_{13}) \right\} (\xi_1 [\xi_2^* \xi_1]) [\xi_1 \xi_1^*],$$

$$\Phi = \epsilon_1^2 + \gamma_{12}^2 + 2 \left( \frac{2\gamma_{12}}{\gamma_{11}} + \frac{\gamma_{12}}{\Gamma} \right) (\xi_1 \xi_1^*) + \frac{8\gamma_{12}^2}{\gamma_{11} \Gamma (\epsilon_1^2 + \gamma_{12}^2)} (\xi_1 \xi_1) (\xi_1^* \xi_1^*),$$

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\Gamma_{11}} + \frac{1}{\Gamma_{22}}.$$

Эта формула заметно упрощается в случае, когда сильная волна линейно поляризована. Тогда получаем:

$$\eta_{23,x,y} = \frac{1}{P} \left\{ \frac{\epsilon_1 + i\gamma_{12} + 2i \frac{\gamma_{12}}{\gamma_{11}} (\epsilon_1 + \epsilon_2 - i\gamma_{13})}{\epsilon_1^2 + \gamma_{12}^2 + 4 \frac{\gamma_{12}}{\gamma_{11}} |\xi|^2} |\xi|^2 e_x \right\}.$$

Если же сильная волна циркулярно поляризована, то формула (7) принимает следующий вид

$$\eta_{23\pm} = \frac{B_{\pm}}{P},$$

где

$$B_+ = \frac{4}{\Phi} \left\{ \epsilon_1 + i\gamma_{12} - \gamma_{12} (\epsilon_1 + \epsilon_2 - i\gamma_{13}) \left( \frac{1}{\Gamma_{22}} + \frac{1}{\gamma_{11}} \right) \right\} |\xi|^2 e_+,$$

$$B_- = -\frac{4}{\Phi} i\gamma_{12} (\epsilon_1 + \epsilon_2 - i\gamma_{13}) \left( \frac{1}{\Gamma_{22}} - \frac{1}{\gamma_{11}} \right) |\xi|^2 e_-, \quad (8)$$

$$\Phi = \epsilon_1^2 + \gamma_{12}^2 + 4 \left( \frac{2\gamma_{12}}{\gamma_{11}} + \frac{\gamma_{12}}{\Gamma} \right) |\xi|^2.$$

Укороченное уравнение Максвелла для изменения амплитуды слабой волны имеет вид

$$\frac{de_2}{dz} = i \frac{\pi N |d_2|^2 \omega_2}{3c} \eta_{23}^* e^{-i \frac{\omega_2}{c} z},$$

Решить это уравнение аналитически не удастся.

Численные решения будут приведены в последующих работах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяконов М. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 47, 1483 (1964).
2. Omont M. Progress Quantum Electronics, 5, 70 (1977).
3. Арутюнян В. М., Акопян Д. Г. Опт. и спектр., 58, 9 (1985).
4. Арутюнян В. М., Адоку Г. Г., Акопян Д. Г., Арутюнян К. В. В сб. «Резонансное взаимодействие электромагнитного излучения с веществом». Изд. ЕГУ, Ереван, с. 23, 1985.
5. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Изд. Наука, Новосибирск, 1979.
6. Bloembergen N. Laser Spectroscopy IV, Springer Series in Optical Sciences, 21, 340 (1979).

ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈՆԱԶԳԻՅՈՒՅՈՒՆԸ 1/2 ՇԱՐԺՄԱՆ ՔԱՆԱԿԻ  
ՄՈՄԵՆՏ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՆԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ  
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԵՏ

Կ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է երկու էլիպտիկորեն բևեռացված ալիքների փոխազդեցությունը ուղղ-  
նանաչիև միջավայրի հետ, որը բաղկացած է միանման եռամակարդակ ատոմներից: Ատոմի  
բոլոր մակարդակների շարժման քանակի մոմենտները հավասար են 1/2: Ստացված է հա-  
վասարմաների ճշգրիտ համակարգը լրերվող թննչորենրով և լուծված է այն դեպքում, երբ  
ալիքներից մեկը թույլ է:

INTERACTION OF WAVES WITH A RESONANT MEDIUM  
CONSISTING OF 3—LEVEL ATOMS WITH 1/2  
ANGULAR MOMENTA

K. V. HARUTYUNYAN

Interaction of two elliptically polarized waves with a resonant medium, consist-  
ing of identical 3—level atoms is considered. The angular momenta of all the ato-  
mic levels are 1/2. An exact system of equations in the irreducible tensorial forma-  
lism is obtained and analytically solved for the case, when one of the waves is weak.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 8—13 (1989)

УДК 621.378.34

УЗКОПОЛОСНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЕ: ЭФФЕКТИВНАЯ  
СИСТЕМА ГЕНЕРАТОР—УСИЛИТЕЛЬ

Г. С. МАНАСЯН, С. М. САРКИСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила 10 января 1988 г.)

Сообщается о создании и исследовании генерационных характеристик ла-  
зера на красителе по схеме генератор—усилитель, накачиваемого второй  
гармоникой неодимового лазера. Экспериментально определены оптималь-  
ные режимы работы такой системы, при которых большие эффективности  
преобразования накачки в перестраиваемое излучение сочетаются с высо-  
кой монохроматичностью и малой расходимостью излучения. Лазер содер-  
жит генератор со скользящим падением излучения на решетку и двухкас-  
кадный усилитель, накачиваемые по схеме накачки близкой к продольной.  
После оптимизации лазер на красителе генерировал излучение со спек-  
тральной шириной 0,006 нм, перестраиваемое в диапазоне 550—600 нм.  
Эффективность преобразования достигала 32% при энергии накачки  
10 мДж.

В видимой области спектра лазеры на красителях, несомненно, яв-  
ляются наиболее широко используемым типом перестраиваемых лазеров.  
Более того, лазеры на красителях успешно используются также для полу-  
чения перестраиваемого излучения в УФ и ИК областях спектра за счет

ԱՒԻՔՆԵՐԻ ՓՈՆԱԶԳԻՅՈՒՅՈՒՆԸ 1/2 ՇԱՐԺՄԱՆ ՔԱՆԱԿԻ  
ՄՈՄԵՆՏ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՆԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ  
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԵՏ

Կ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է երկու էլիպտիկորեն բևեռացված ալիքների փոխազդեցությունը ուղղ-  
նանաչիև միջավայրի հետ, որը բաղկացած է միանման եռամակարդակ ատոմներից: Ատոմի  
բոլոր մակարդակների շարժման քանակի մոմենտները հավասար են 1/2: Ստացված է հա-  
վասարմաների ճշգրիտ համակարգը լրերվող թեթևորենրով և լուծված է այն դեպքում, երբ  
ալիքներից մեկը թույլ է:

INTERACTION OF WAVES WITH A RESONANT MEDIUM  
CONSISTING OF 3—LEVEL ATOMS WITH 1/2  
ANGULAR MOMENTA

K. V. HARUTYUNYAN

Interaction of two elliptically polarized waves with a resonant medium, consist-  
ing of identical 3—level atoms is considered. The angular momenta of all the ato-  
mic levels are 1/2. An exact system of equations in the irreducible tensorial forma-  
lism is obtained and analytically solved for the case, when one of the waves is weak.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 8—13 (1989)

УДК 621.378.34

УЗКОПОЛОСНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЕ: ЭФФЕКТИВНАЯ  
СИСТЕМА ГЕНЕРАТОР—УСИЛИТЕЛЬ

Г. С. МАНАСЯН, С. М. САРКИСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила 10 января 1988 г.)

Сообщается о создании и исследовании генерационных характеристик ла-  
зера на красителе по схеме генератор—усилитель, накачиваемого второй  
гармоникой неодимового лазера. Экспериментально определены оптималь-  
ные режимы работы такой системы, при которых большие эффективности  
преобразования накачки в перестраиваемое излучение сочетаются с высо-  
кой монохроматичностью и малой расходимостью излучения. Лазер содер-  
жит генератор со скользящим падением излучения на решетку и двухкас-  
кадный усилитель, накачиваемые по схеме накачки близкой к продольной.  
После оптимизации лазер на красителе генерировал излучение со спек-  
тральной шириной 0,006 нм, перестраиваемое в диапазоне 550—600 нм.  
Эффективность преобразования достигала 32% при энергии накачки  
10 мДж.

В видимой области спектра лазеры на красителях, несомненно, яв-  
ляются наиболее широко используемым типом перестраиваемых лазеров.  
Более того, лазеры на красителях успешно используются также для полу-  
чения перестраиваемого излучения в УФ и ИК областях спектра за счет

удвоения или смещения их излучения с гармониками мощных твердотельных лазеров [1, 2]. Для этого необходимо, чтобы излучение лазера на красителе было достаточно мощным, узкополосным, узконаправленным и имело линейную поляризацию. Однако лазеры на красителях не могут быть достаточно мощными при одновременном требовании узкой линии излучения и высокого качества пучка. С целью комбинирования этих требований удобно построить лазер по схеме генератор-эффективный усилитель, где спектральные и энергетические процессы формирования лазерного излучения разделены: сначала получают излучение с требуемыми спектральными характеристиками (генератор), а затем повышают его мощность до необходимого уровня без изменения спектрального состава (каскады усилителей).

В настоящей работе сообщается о создании системы генератор-усилитель и исследовании ее генерационных характеристик. Экспериментально определены оптимальные режимы работы такой системы, при которых большие эффективности преобразования накачки в перестраиваемое излучение сочетаются с высокой монохроматичностью и малой расходимостью излучения.

Идея использования дифракционной решетки одновременно в качестве расширителя лучка и дисперсионного элемента лазера (лазеры со скользким падением на решетку), независимо предложенная в [3] и [4], представила новые возможности для разработки простых и надежных источников перестраиваемого излучения. Достоинства резонаторов со скользким падением излучения на решетку заключаются: в большой дисперсии и высоком разрешении, что позволяет получить узкие спектральные линии генерации без применения дополнительных расширителей пучка или дисперсионных элементов; в отсутствии хроматических aberrаций, которые присущи резонаторам, содержащим призмные или сферические расширители; в малом числе оптических элементов, что увеличивает надежность системы и облегчает ее юстировку и эксплуатацию; в компактности, что увеличивает количество проходов за время накачки.

Оптическая схема лазера представлена на рис. 1. Дисперсионный узел генератора представляет собой комбинацию дифракционной решетки 1, установленной под углом  $89^\circ$  и перестроечного зеркала 2, аналогично описан-

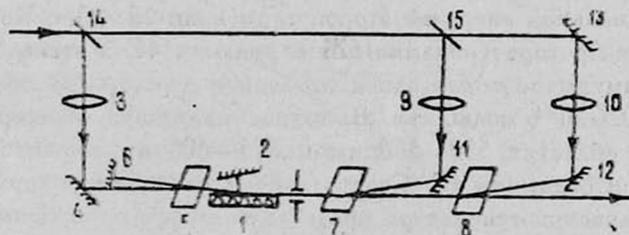


Рис. 1. Оптическая схема лазера. 1—дифракционная решетка; 2—перестроечное зеркало; 3, 9, 10—фокусирующие линзы; 4, 11, 12, 13—100%-ные зеркала на 532 нм; 5, 7—8—кюветы с красителем; 6—100%-ное зеркало генератора; 14, 15—полупрозрачные зеркала.

ному в [3]. Была использована нарезная решетка с периодом  $d=1/1200$  мм и длиной заштрихованной области 3 см. Для селективной обратной

связи использовался второй порядок дифракции, а для вывода излучения—нулевой порядок. Излучение накачки с помощью фокусирующей сферической линзы 3 (фокусное расстояние  $f=25$  см) и стопроцентного зеркала 4 направлялось в кювету с красителем 5 толщиной 10 мм, которая располагалась под углом Брюстера к оси резонатора. Диаметр пятна излучения накачки на поверхности кюветы составил 0,5 мм. Длина резонатора от концевое зеркала 6 до перестроенного зеркала 2 была 15—16 см. Расстояние между зеркалом 2 и дифракционной решеткой равнялось 1,5—2 см. Поворот зеркала осуществлялся синусным механизмом с плечом 20 см. Управление длиной волны осуществлялось автоматически с помощью шагового двигателя ДШИ-200-2 или вручную микрометрическим винтом.

Применяемая схема квазипродольной накачки позволяет уменьшить расходимость генерируемого излучения и в значительной мере снизить фон усиленного спонтанного излучения (УСИ) благодаря относительно низкой концентрации и однородному возбуждению раствора красителя [5]. Угол между осью резонатора и пучком накачки не превышал 2—3 градуса.

Излучение генератора усиливалось в двухкаскадном усилителе. Пучок накачки распространялся навстречу усиливаемому сигналу под малым углом к нему. Такая геометрия накачки удобна тем, что позволяет получить более высокую эффективность усиления, чем в случае однонаправленной накачки, что объясняется возможностью выполнения оптимальных соотношений между интенсивностями накачки и сигнала на большем участке длины усиления благодаря одновременному нарастанию уровней сигнала и накачки, [6]. Антипараллельная схема удобна еще и тем, что фон УСИ в сторону усиливаемого сигнала гораздо меньше (в растворах красителей существует амплитудная асимметрия УСИ, которая состоит в различии интенсивностей прямой и обратной волн УСИ [7]). Кроме того, упрощается получение необходимой задержки между накачивающими импульсами генератора и усилителя. Излучение накачки фокусировалось и направлялось в кюветы 7, 8 с помощью сферических линз 9, 10 и зеркал 11, 12. Диаметр пятна накачки на поверхности кювет менялся в пределах 1,5—2 мм. Толщина кювет была 12 мм.

Лазер накачки на АИГ: Nd генерировал импульсы с длительностью 10 нс с максимальной энергией второй гармоники 12 мДж. Концентрация красителя в генераторе (родамин 6Ж и родамин 4С в этаноле) подбирались по максимуму преобразования накачки в перестраиваемое излучение и составила  $0,5 \cdot 10^{-4}$  моль/литр. Выходное излучение перестраивалось в спектральных областях 550—580 нм и 575—600 нм соответственно для родамина 6Ж и родамина 4С. Спектрально-энергетические характеристики выходного излучения генератора представлены на рис. 2. Энергетические измерения проводились с помощью измерителя энергии и мощности ИМО-2Н и калиброванными фотодиодами ФД-24. Из рис. 2а видно, что при значениях накачки свыше 1,3 мДж эффективность преобразования насыщается и достигает 11,5%. Спектральная ширина линии генерации определялась с помощью интерферометра Фабри-Перо ИТ-28-30 с базой 8 мм. Исследования показали, что спектральная ширина линии генерации во

всём энергетическом диапазоне накачки практически остается постоянной и составляет 0,006 нм.

Как известно, в лазерах на красителях наряду с узкой линией генерации в выходном излучении присутствует широкополосный фон усиления

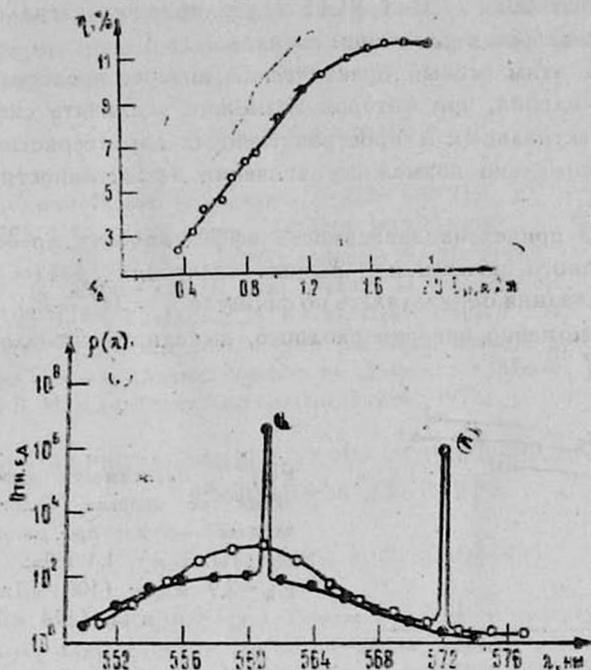


Рис. 2. Спектрально-энергетические характеристики генератора. Родамин 6Ж в этаноле,  $n=0,5 \cdot 10^{-4}$  моль/л. а) Зависимость эффективности преобразования от энергии накачки,  $\lambda_r=561$  нм. б) спектр выходного излучения. ● — лазер настроен в центре контура усиления ( $\lambda_r=561$  нм), ○ — лазер настроен на крыле контура усиления ( $\lambda_r=572$  нм).

ного спонтанного излучения. В процессе генерации УСИ конкурирует с узкополосным излучением, ограничивая эффективность преобразования излучения накачки в перестраиваемое излучение, и является одной из причин сужения диапазона перестройки генератора.

Спектральное распределение выходного излучения генератора анализировалось на выходе спектрографа ДФС-8-2 с помощью диафрагмированного фотодиода. На рис. 26 представлены кривые спектральной плотности выходного излучения генератора, когда лазер был настроен в центре и на крыле контура усиления родамина 6Ж. Как следует из рисунка, в случае, когда лазер настроен в центре контура, отношение спектральных плотностей узкополосного излучения и фона УСИ больше, чем  $6,7 \cdot 10^4$ , в то время как на крыле это отношение значительно меньше и составляет  $10^3$ . Интегральный по всему спектру фон УСИ для этих случаев меньше, соответственно 2 и 20% от энергии перестраиваемого излучения.

При построении усилителя на красителях необходимо учитывать явление УСИ, которое, благодаря большому усилению красителей, может конкурировать с процессом усиления внешнего сигнала и привести к уменьшению эффективности преобразования накачки в полезный сигнал. При

насыщении усиления усиливаемым сигналом влияние УСИ на процесс усиления сводится к минимуму, а эффективность преобразования накачки в полезный сигнал достигает максимума [5]. Однако в таких условиях коэффициент усиления уменьшается, уширяется усиливаемая линия, а при наличии широкополосного фона УСИ в усиливаемом сигнале уменьшается отношение сигнал/фон в усиленном сигнале.

В связи с этим особый практический интерес представляет нахождение режима усиления, при котором возможно усиливать сигнал без искажения его спектральных и пространственных характеристик и при этом получить максимально возможные значения эффективности преобразования.

На рис. 3 приведена зависимость эффективности преобразования от величины входного сигнала при разных значениях накачки (эффективность преобразования определялась по формуле  $\eta = (E_1 - E_0)/E_H$  где  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_H$  — соответственно энергии входного, выходного сигналов и накачки).

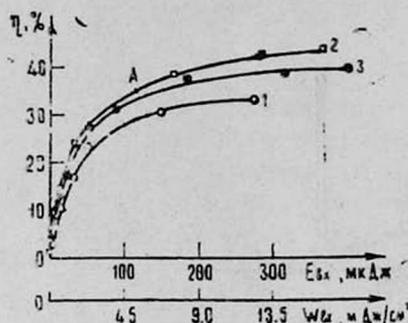


Рис. 3. Зависимость эффективности усиления от энергии (плотности энергии) входного сигнала при разных энергиях накачки. 1.  $E_H = 1,1$  мДж (38 мДж/см<sup>2</sup>). 2.  $E_H = 2,9$  мДж (100 мДж/см<sup>2</sup>). 3.  $E_H = 5,6$  мДж (194 мДж/см<sup>2</sup>).

Требуемый режим усиления нами был найден, исходя из кривых эффективностей усиления при одновременном исследовании спектрального состава и ширины линии генерации. Точка А на рис. 3 соответствует оптимальному режиму усиления. При этих условиях усиления спектральные характеристики усиливаемого сигнала полностью воспроизводятся, а эффек-

Таблица

Характеристики	краситель	
	род. 6ж	род. 4С
Диапазон перестройки, нм.	550—580	575—600
Ширина линии, нм.	0,006	0,006
Длительность импульса, нс.	7	7
Макс. эффективность преобразования, %.	32	25
Максимальная энергия, мДж.	3,2	2,5
Уровень интегрального фона, %.	2	2
Расходимость, мрад	1	1

тивность усиления достигает 35%. Получение более высоких значений эффективности усиления возможно, однако при этом спектральные характеристики сигнала ухудшаются.

Аналогичные исследования были проведены также для родамина 4С. Нахождение этих точек позволяет переходить к оптимальному режиму усиления при любых других заданных значениях  $E_0$  и  $E_H$  (при данной плотности красителя и длине кюветы) путем изменения размеров их пятен на кюветках усилителей и выбора числа каскадов усиления.

На основе проведенных исследований была создана эффективная система генератор-двухкаскадный усилитель, выходные характеристики которой представлены в таблице.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дудина Н. С. и др. Квант. электроника, 6, 2478 (1979).
2. Kato K. IEEE J. Quant. Electron., QE—16, 1017 (1980).
3. Shoshan I., Oppenheim U. P. Opt. Commun., 25, 375 (1978).
4. Littman M. G., Matcalf H. J. Appl. Optics, 17, 2224 (1978).
5. Наровлянская Н. М., Тихонов Е. А. Квант. электроника, 5, 297 (1978).
6. Гандельман И. А. Тезисы докл. на III Всесоюз. конференции «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение», Минск, 1980.
7. Безродный В. И. и др. Квант. электроника, 5, 290 (1978).

#### ՆԵՂՇԵՐՏ ՆԵՐԿԱՆՅՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ. ԳՆՆԵՐԱՏՈՐ-ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՑԻՉ ԱՐԴՅՈՒՆԱՎԵՏ ՀԱՄԱԿԱՐԳ

Գ. Ս. ՄԱՆԱՍՅԱՆ, Ս. Մ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հաղորդվում է նեոդիմային լազերի երկրորդ հարմոնիկով զրգովող զններատոր-ուժեղացուցիչ սխեմայով ներկանյութային լազերի ստեղծման և զններացիոն բնութագրերի ուսումնասիրության մասին: Փորձնական ճանապարհով որոշվել են այդպիսի համակարգի աշխատանքի օպտիմալ պայմանները, որոնց դեպքում զրգուման էներգիայի վերալարվող ճառագայթման ձևափոխության մեծ արդյունավետությունները համակցվում են ճառագայթման մեծ մոնոքրոմատիկության և փոքր տարամիտման հետ: Լազերը բաղկացած է սահող անկյան տակ տեղադրված ցանցով զններատորից և երկկամակազ ուժեղացուցիչից, որոնք զրգովում են զրգուման գրեթե երկայնական սխեմայով: Օպտիմացման արդյունքում ներկանյութային լազերը ճառագայթում է 0,006 նմ սպեկտրալ լայնությամբ, 550—600 նմ տիրույթում վերլարվող ճառագայթում: Գրգուման 10 մլ էներգիայի դեպքում ձևափոխության արդյունավետությունը հասնում է 32%-ի:

#### NARROW-BAND DYE LASER: AN EFFICIENT OSCILLATOR-AMPLIFIER SYSTEM

G. S. MANASYAN, S. M. SARKISYAN

The generation properties of a dye laser operating according to a oscillator-amplifier scheme and pumped by the second harmonics of a neodymium laser are investigated. The optimum operation regimes of such a system, at which high efficiency of pumping transformation into tunable radiation combines with high monochromaticity and small emission divergence, are determined experimentally. The laser includes an oscillator with grazing incidence at the grating, and a double-stage amplifier pumped in a nearly longitudinal arrangement. After the optimization, the dye laser generated the emission tunable in the 550-600nm range, its spectral bandwidth being 0.006nm. The transformation efficiency reached 32% for pumping energy of 10mj.

УДК: 526.64

## ПРОФИЛИ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

А. Х. ХАЧАТРЯН, А. А. АКОПЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 января 1988 г.)

Рассматривается линейная задача переноса излучения в спектральной линии при общих законах перераспределения по частотам. Предлагается новый (матричный) метод решения уравнения Амбарцумяна в трехмерной среде. Приводятся результаты некоторых численных расчетов при чисто доплеровском законе перераспределения.

В настоящее время имеется ряд работ по проблеме образования спектральной линии в рассеивающей среде с учетом перераспределения излучения по частотам внутри линии при элементарном акте рассеяния (некогерентное рассеяние (НР)) (см. [1—8]).

В основе теории НР лежало следующее билинейное разложение функции перераспределения (ФП)

$$r(x, x') = \sum_{k=1}^{\infty} A_k a_k(x) a_k(x'), \quad (1)$$

где  $A_k$  — неотрицательные постоянные,  $\{a_k(x)\}$  — некоторые линейно-независимые системы функций. В вышеуказанных работах разработаны эффективные численные методы. В частности в работах [4—6] был предложен и реализован матричный подход к задачам некогерентного рассеяния. Однако ввиду сложности задачи в указанных работах ограничивались в основном приведением численных расчетов только в одномерном приближении.

Настоящая статья посвящена численному решению (матричным методом) задачи переноса при некогерентном рассеянии в трехмерной полубесконечной среде при доплеровском законе перераспределения.

Уравнение Амбарцумяна, соответствующее линейной задаче переноса при некогерентном рассеянии в трехмерной среде имеет следующий вид (см. [7, 8]).

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\alpha(x)}{\eta} + \frac{\alpha(x')}{\zeta} \right] \rho(x, \eta, x', \zeta) = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} r(x, x') + \\ & + \frac{\lambda}{2\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 r(x, t) \rho(t, \eta', x', \zeta) dt d\eta' + \frac{\lambda}{2\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \rho(x, \eta, t, \eta') r(t, x') dt d\eta' + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \rho(x, \eta, x'', \eta') dx'' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 r(x'', t) \rho(t, x'', x', \zeta) dt d\eta''. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\rho(x, \eta, x', \zeta)$  — функция отражения света от полубесконечной среды, имеющая следующий вероятностный смысл:  $\zeta \rho(x, \eta, x', \zeta) dx'$  представляет собой вероятность того, что падающий на среду квант под углом  $\eta = \arccos \theta$  частоты  $x$  после ряда рассеяний выйдет из среды в виде кванта, имеющего направление  $\zeta$ ,  $+ dx'$  с частотой, лежащей в интервале  $x', x' + dx'$ ,  $\lambda$  — вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния.

Используя разложения ФП (1), перепишем уравнение (2) в следующем виде

$$\left| \frac{a(x)}{\eta} + \frac{a(x')}{\zeta} \right| \rho(x, \eta, x', \zeta) = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} \sum_{k=1}^{\infty} A_k \varphi_k(x, \eta) \varphi_k(x', \zeta), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_k(x, \eta) &= a_k(x) + \eta \int_0^1 \rho_k(x, \eta, \eta') d\eta' = \\ &= a_k(x) + \eta \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 a_k(t) \rho(x, \eta, t, \eta') dt d\eta'. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (3) и (4) легко можно получить следующую нелинейную систему функциональных уравнений (см. [8])

$$\varphi_k(x, \eta) = a_k(x) + \frac{\lambda}{2} \sum_{m=1}^{\infty} A_m \varphi_m(x, \eta) \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \frac{\varphi_m(x', \eta') a_k(x') dx' d\eta'}{\left[ \frac{a(x)}{\eta} + \frac{a(x')}{\eta'} \right] \eta'}. \quad (5)$$

Уравнение (5) может быть решено методом последовательных приближений. Путем дискретизации по  $x$  и по  $\eta$  задачу можно свести к системе нелинейных функциональных уравнений. Однако на наш взгляд численное решение уравнения (5) указанным путем сопряжено с большими трудностями. Поэтому ниже мы опишем более эффективный метод (матричный) решения уравнения (2), легко реализуемый на ЭВМ. Решение уравнения (2) ищем в виде

$$\rho(x, \eta, x', \zeta) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \rho_{jk} \frac{a_j(x) a_k(x')}{a(x)},$$

где функции  $\{a_k(x)\}$  ортогональны с весом  $1/a(x)$ .

Тогда задачу (2) можно свести к следующему матричному уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta} \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_{ij} \rho_{jm}(\eta, \zeta) + \frac{1}{\zeta} \sum_{j=1}^{\infty} \rho_{ij}(\eta, \zeta) \gamma_{jm} &= \frac{\lambda}{2\eta\zeta} c_{im} + \\ + \frac{\lambda}{2\eta} \sum_{j=1}^{\infty} \int_0^1 c_{ij} \rho_{jm}(\eta', \zeta) d\eta' + \frac{\lambda}{2\zeta} \sum_{j=1}^{\infty} \int_0^1 \rho_{ij}(\eta, \eta') c_{jm} d\eta' + \\ + \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \int_0^1 \rho_{ij}(\eta, \eta') c_{jp} d\eta' \int_0^1 \rho_{pm}(\eta'', \zeta) d\eta'', \end{aligned}$$

где

$$C_{ik} = A_k \gamma_{ik}; \quad \tilde{\Gamma} = (\gamma_{ik}) = \int_{-\infty}^{\infty} a_i(x) a_k(x) dx.$$

Обозначая

$$\varphi_{ij}(\eta) = \delta_{ij} + \eta \int_0^1 \rho_{ij}(\eta, \eta') d\eta',$$

будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta} \sum_{j=1}^{\bar{n}} \gamma_{ij} \rho_{jm}(\eta, \zeta) + \frac{1}{\zeta} \sum_{j=1}^{\bar{n}} \rho_{ij}(\eta, \zeta) \gamma_{jm} &= \\ = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} \sum_{j=1}^{\bar{n}} \sum_{q=1}^{\bar{n}} \varphi_{ij}(\eta) c_{jq} \varphi_{qm}(\zeta). \end{aligned} \quad (7)$$

Совершим унитарное преобразование

$$\tilde{\Gamma} = uDu^{-1}, \quad (8)$$

где  $D = (d_i \delta_{ij})$  — диагональная матрица с положительными элементами на диагонали. Представление матрицы  $\tilde{\Gamma}$  в виде (8) всегда возможно, поскольку она положительно определенная и симметричная.

Перепишем задачу (7) в матричной форме

$$\frac{1}{\eta} \tilde{\Gamma} \tilde{\rho} + \frac{1}{\zeta} \tilde{\rho} \tilde{\Gamma} = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} \tilde{\varphi} \tilde{c} \tilde{\varphi}. \quad (9)$$

Умножая обе части (9) справа на  $U^{-1}$ , а слева на  $U$ , получаем

$$\frac{1}{\eta} D \tilde{\rho} + \frac{1}{\zeta} \tilde{\rho} D = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} \tilde{\varphi} \tilde{c} \tilde{\varphi}, \quad (10)$$

где

$$\tilde{\rho} = U^{-1} \tilde{\rho} U; \quad \tilde{\varphi} = U^{-1} \tilde{\varphi} U; \quad \tilde{c} = U^{-1} \tilde{c} U.$$

Вследствие диагональности матрицы  $D$  из (10) имеем

$$\tilde{\rho}_{ij}(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2\eta\zeta} \sum_{k=1}^{\bar{n}} \sum_{p=1}^{\bar{n}} \frac{\tilde{\varphi}_{ik}(\eta) \tilde{c}_{kp} \tilde{\varphi}_{pj}(\zeta)}{d_i/\eta + d_j/\zeta}. \quad (11)$$

Поставляя (11) в уравнение (10) получаем

$$\tilde{\varphi}_{ij}(\eta) = \delta_{ij} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^{\bar{n}} \sum_{p=1}^{\bar{n}} \int_0^1 \frac{\tilde{\varphi}_{ik}(\eta) \tilde{c}_{kp} \tilde{\varphi}_{pj}(\eta') d\eta'}{[d_i/\eta + d_j/\eta'] \eta'}. \quad (12)$$

Для численного решения уравнения (12) интеграл заменим интегральной суммой согласно квадратурной формуле

$$\int_0^1 f(\eta) d\eta \approx \sum_{k=1}^N a_k f(\eta_k). \quad (13)$$

Тогда из (12) будем иметь (в  $(n, N)$  приближении)

$$\tilde{\varphi}_{ij}(\eta_q) = \delta_{ij} + \frac{\lambda}{2} \eta_q \sum_{k,p=1}^n \sum_{\sigma=1}^N \frac{a_\sigma \tilde{\varphi}_{ik}(\eta_q) \tilde{C}_{kp} \tilde{\varphi}_{pj}(\zeta_\sigma)}{d_i \zeta_\sigma + d_j \eta_q}. \quad (14)$$

Для решения уравнения (14) применим естественный итерационный процесс, полагая  $\tilde{\varphi}_{ij}^0(\eta_q) = 0$ . После определения матрицы-функции  $\tilde{\varphi}_{ij}(\eta_q)$  искомые матрицы-функции находим по формуле

$$\varphi_{ij}(\eta_q) = \sum_{\sigma=1}^n \sum_{q=1}^N U_{i\sigma} \varphi_{\sigma q}(\eta_p) (U_{qj})^{-1}.$$

Однако вопрос о выборе узлов квадратуры  $\{\eta_k\}_{k=1}^N$  и весовых функций  $a_k$  до последнего времени оставался открытым. В недавней работе [11] Н. Б. Енгибаряна и М. А. Мелконян была построена близкая к оптимальной квадратурная формула. Мы используем следующую схему работы [11] построения узлов  $\eta_k$  квадратуры (13) и весовых множителей  $a_k$ :

1. Определяем последовательность  $X_m$  из рекуррентного соотношения

$$X_m = 2 - \frac{1}{\sqrt{X_{m-1}}}; \quad X_1 = 4; \quad m = 2, 3, \dots, N.$$

2. Находим  $\{S_k\}_{k=1}^N$  по формуле

$$S_k = X_{n-k} S_{k-1}, \quad S_0 = 1.$$

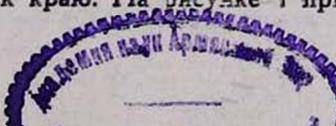
3. В качестве узлов и весовых множителей квадратуры (13) берем следующие точки

$$\eta_k = \frac{1}{\sqrt{S_k S_{k+1}}}, \quad a_m = \frac{1}{S_m} - \frac{1}{S_{m+1}}.$$

Обратим внимание, что последовательность  $X_m$  универсальная, поэтому ее значения можно табулировать независимо от  $N$ .

Погрешность определяется по следующей формуле

$$\Delta = \frac{\lambda}{2} \sum_{m=1}^N \left| \left( \frac{1}{S_m} + \frac{1}{S_{m+1}} \right) - 2 \eta_m \right|.$$

Следует отметить, что ошибка  $\Delta = |f(x) - \sum a_k f_k|$ , при  $\lambda \leq 1$  в  $N = 10$  точках составляет всего лишь 2%.  


Приведенные численные расчеты относятся к случаю доплеровского уширения линии. В этом случае функции  $\{\alpha(x)\}$  имеют следующий вид (см. [3, 12, 13]):

$$a_k(x) = \frac{(-1)^k e^{-x^2} H_{2k}(x)}{2^k \sqrt{(2k)!} \sqrt{\pi}}, \quad A_k = \frac{1}{2k-1},$$

где  $H_k(x)$  — полиномы Эрмита  $k$ -го порядка. Все вычисления производились на ЭВМ ЕС-1035. Программы написаны на языке РЛ/1. На вычисление функции  $\varphi_{ij}(\eta_p)$  затрачено 30 минут. Объем использованной машинной памяти составляет 10 кбайт.

Представляет определенный астрофизический интерес изучение потемнения диска от центра к краю. На рисунке 1 приведены зависимости функции

$$R(x, \eta) = 1 - \int_0^1 \int_0^1 \zeta \rho(x, \eta, x', \zeta) dx' d\zeta$$

от  $\eta$  при фиксированных значениях  $x$ , при  $\lambda=0,9$ , в 8-ом приближении ( $n=8$ ) в 10-и точках ( $N=10$ ).

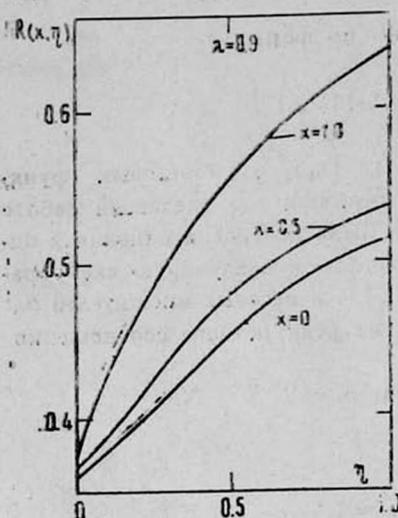


Рис. 1.

Рис. 1 Потемнения диска от центра к краю при различных значениях  $x$ .

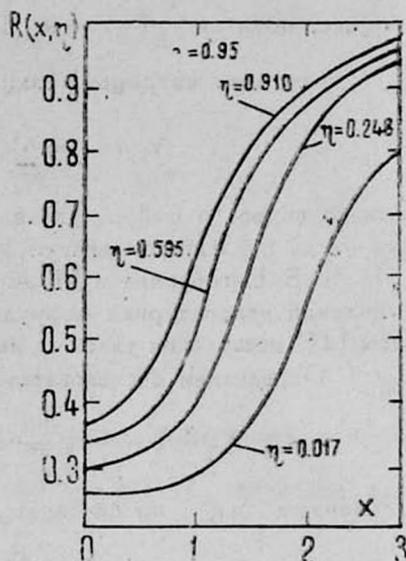


Рис. 2.

Рис. 2 Контур поглощения линии в полубесконечной среде для указанных значений  $\eta$  при  $\lambda=0,95$ .

На рис. 2 приведена зависимость функции  $R(x, \eta)$  от  $x$  при значении  $\lambda=0,95$ .

Авторы выражают глубокую благодарность профессору Н. Б. Енгибаряну и участникам семинара по мат. физике ИППФ АН АрмССР за ценные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Енгибарян Н. Б. *Астрофизика*, 4, 573 (1971).
2. Енгибарян Н. Б., Никогосян А. Г. *Астрофизика*, 8, 71 (1972).
3. Геворкян М. С., Енгибарян Н. Б., Никогосян А. Г. *Астрофизика*, 11, 455 (1975).
4. Геворкян М. С. Тематический Сб. научных трудов, Армпединститут им Х. Абовяна, 91, 1979.
5. Геворкян М. С., Хачатрян А. Х. *Астрофизика*, 22, 599 (1985).
6. Енгибарян Н. Б., Хачатрян А. Х. *Астрофизика*, 23, 145 (1985).
7. Енгибарян Н. Б., Никогосян А. Г. *ДАН Арм.ССР*, 54, 91 (1972).
8. Никогосян А. Г. *ДАН СССР*, 235, 786 (1977).
9. Соболев В. В. *Рассеяние света в атмосферах планет*. Изд. Наука, М., 1972.
10. Чандрасекар С. *Перенос лучистой энергии*. Изд. ИЛ, М., 1953.
11. Енгибарян Н. Б., Мелконян Э. А. *ДАН СССР*, 292, 332 (1987).
12. Улло W. *Ap. J.*, 129, 388 (1959).
13. Hummer D. G. *MN.* 125, 21 (1962).

Դիտարկվում է սպեկտրալ դժում էտոադայթման տեղափոխման դժային խնդիր ըստ հանախոթյունների վերարարչման ընդհանուր օրենքի դեպքում:

Առաջարկվում է եռաչափ միջավայրում Համարձեցմանի հավասարման լուծման նոր (մատրիցային) մեթոդ: Բերված են որոշ թվային հաշվման արդյունքներ դոպլերյան վերարարչման օրենքի դեպքում:

## ABSORPTION LINE PROFILES IN A PLANE LAYER

A. KH. KHACHATRYAN, A. A. HAKOPYAN

The linear problem of radiation transfer in the spectral line is considered under general laws of frequency redistribution. A new (matrix) method for the solution of the Ambartsumian equation in the three-dimensional medium is proposed. Results of some numerical calculations for purely Doppler law of redistribution are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 19—21 (1989)

УДК 535.42

## Օ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱ ՏՎԵՏԱ ՆԱ ԱԿՍՏԻՇԵՍԿՈՅ ՎՈԼՆԵ

Վ. Տ. ՏԱՐԴԱՐՅԱՆ, Ջ. Ե. ՏՄԵԱՏՅԱՆ

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 20 февраля 1988 г.)

Рассмотрен вопрос о дифракции света на высокочастотных акустических волнах при условии  $2\pi\lambda L \Delta^{-2} > 1$ , где  $\lambda$ —длина волны света,  $L$ —длина акустической волны,  $L$ —ширина акустического пучка. На ЭВМ ЕС—1045 выполнен численный расчет интенсивности дифрагированного света в дальней, средней и ближней зонах и на его основе проведен анализ экспериментальных данных.

Разработка быстродействующих акустооптических процессоров с высоким разрешением вновь вызвала интерес к вопросам акустооптических взаимодействий, более конкретно, к вопросам дифракции когерентного света на акустической волне в пьезополупроводниковых и пьезовлектрических материалах. Для исследования вопроса о дифракционной эффективности материалов необходимо иметь количественную теорию для конкретных условий эксперимента [5], учитывающую конечную ширину акустического ( $L$ ) и оптического ( $l$ ) пучков, отражения света и звука от границ образцов, акустические потери, величины углов дифракционных расхождений пучков звука и света.

Классический расчет дифракционной эффективности света на звуке основывается на методах дифференциальных и интегральных уравнений [1, 2]. В работе Ярива [3], без учета потерь, в предположении, что постоянная фотоупругости является скаляром, принимая нелинейную поля-

Դիտարկվում է սպեկտրալ գծում էտոպայթման տեղափոխման գծային խնդիր ըստ հանախոթյունների վերարարչական ընդհանուր օրենքի դեպքում:

Առաջարկվում է եռաչափ միջավայրում Համբարձումյանի հավասարման լուծման նոր (մատրիցային) մեթոդ: Բերված են որոշ թվային հաշվման արդյունքներ դոպլերյան վերարարչման օրենքի դեպքում:

## ABSORPTION LINE PROFILES IN A PLANE LAYER

A. KH. KHACHATRYAN, A. A. HAKOPYAN

The linear problem of radiation transfer in the spectral line is considered under general laws of frequency redistribution. A new (matrix) method for the solution of the Ambartsumian equation in the three-dimensional medium is proposed. Results of some numerical calculations for purely Doppler law of redistribution are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 19—21 (1989)

УДК 535.42

## О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

В. С. САРДАРЯН, Ж. Е. СМБАТЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 20 февраля 1988 г.)

Рассмотрен вопрос о дифракции света на высокочастотных акустических волнах при условии  $2\pi\lambda L \Delta^{-2} > 1$ , где  $\lambda$  — длина волны света,  $L$  — длина акустической волны,  $L$  — ширина акустического пучка. На ЭВМ ЕС—1045 выполнен численный расчет интенсивности дифрагированного света в дальней, средней и ближней зонах и на его основе проведен анализ экспериментальных данных.

Разработка быстродействующих акустооптических процессоров с высоким разрешением вновь вызвала интерес к вопросам акустооптических взаимодействий, более конкретно, к вопросам дифракции когерентного света на акустической волне в пьезополупроводниковых и пьезоэлектрических материалах. Для исследования вопроса о дифракционной эффективности материалов необходимо иметь количественную теорию для конкретных условий эксперимента [5], учитывающую конечную ширину акустического ( $L$ ) и оптического ( $l$ ) пучков, отражения света и звука от границ образцов, акустические потери, величины углов дифракционных расхождений пучков звука и света.

Классический расчет дифракционной эффективности света на звуке основывается на методах дифференциальных и интегральных уравнений [1, 2]. В работе Ярива [3], без учета потерь, в предположении, что постоянная фотоупругости является скаляром, принимая нелинейную поля-

ризацию параллельной напряженности полей падающего и дифрагированного пучков света и используя метод медленно меняющихся амплитуд, методом дифференциальных уравнений [1] вычислена мощность дифрагированного света.

В работе [4] построена квантовая теория акустооптического взаимодействия в приближении линейной и нелинейной фотоупругости. Однако, как показал анализ вышеупомянутых теоретических результатов, ни один из них не может быть непосредственно применен к результатам измерений по дифракции светового пучка ограниченной ширины на акустическом пучке конечных размеров в образцах из ниобата лития [5].

В связи с этим, во избежание многочисленных приближений [1—3], мы на ЭВМЕС—1045 произвели расчет напряженности поля дифрагированного света на пучке высокочастотного звука ( $\Omega_s \sim (0,5—1) \cdot 10^9$  Гц,  $2\pi L L \Lambda^{-2} > 1$ ), принимая за основу метод интегрального уравнения [1]. Результаты этого метода были сопоставлены с результатами, полученными в рамках метода дифференциальных уравнений [2, 3]. Напряженность поля дифрагированной волны определяется следующим образом [1]:

$$E_g(r') = \int \frac{[(P_0 \times K_g) \times K_g]}{n^2} \exp[-i(K_n + K_s)r] \frac{e^{-iK_g|r'-r|}}{|r'-r|} d^3r,$$

где  $K_n$  и  $K_g$  — волновые векторы падающей и дифрагированной световых волн,  $K_s$  — волновой вектор звуковой волны,  $n$  — скалярный показатель преломления среды,

$$P_{0i} = \frac{1}{8\pi} \sum_j \delta\varepsilon_{ij} E_j^0,$$

$E_j^0$  — компонента амплитуды напряженности падающей световой волны,  $P_{0i}$  — компонента индуцированной поляризации (плотности индуцированного дипольного момента), осциллирующей с частотами  $\omega + \Omega_s$  и  $\omega - \Omega_s$ ,  $\omega$  — частота падающего света,  $\Omega_s$  — частота звука,  $\delta\varepsilon_{ij}$  — амплитуда возмущения диэлектрической проницаемости среды под действием звуковой волны [1],

$$\delta\varepsilon_{ij} = \sum_{k,l,m,n} (-\varepsilon_{ik}^0 \varepsilon_{jl}^0) F_{klmn} S_{m,n}. \quad (1)$$

Мощность дифрагированного света мы рассчитали с помощью [1]. В (1)  $\varepsilon_{ik}^0$  — невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости,  $P_{klmn}$  — тензор фотоупругости,  $S_{mn}$  — компоненты тензора деформации.

Определим мощность дифрагированной волны

$$P_g = \frac{nc}{8\pi} \int \int E_g E_g^* dx' dy',$$

где пределы интегрирования определяются шириной  $l$  светового пучка. Дифракционная эффективность, как это общепринято, определяется отношением мощности дифрагированной волны к мощности падающей световой волны ( $P_g/P_n$ ). Для сравнения дифракционной эффективности с данными эксперимента [5] выразим ее через интенсивность акустической волны.

При  $L \sim (0,25—0,35)$  см, мощности звукового пучка (1—3) Вт, зна-

чениях скорости звука  $(3-5) \cdot 10^5$  см/с, показателе преломления  $(1,4-1,5)$ , частоте звука  $(0,5-1) \cdot 10^9$  Гц, диаметре светового пучка  $l = (1-2)$  см, длинах волны света 0,694 и 0,514 мкм, постоянной фотоупругости 0,15, плотности (для  $LiNbO_3$ ) 4,7 гр/см<sup>3</sup> угол Брегга  $\theta_B$  колебался от образца к образцу от 3,2 до 3,8°. Что же касается дифракционной эффективности  $(P_g/P_n)$ , то ее значения менялись от 0,28 до 0,32.

Таким образом, метод интегрального уравнения удовлетворительно объясняет наблюдавшиеся закономерности по дифракционной эффективности ниобата лития, тогда как результаты, полученные методом дифференциальных уравнений [2, 3] (по крайней мере в средней зоне), не могут быть удовлетворительно сопоставлены с данными по дифракционным измерениям [5].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Демон Ф., Мэлони В., Мак-Магон Д. В кн. «Физическая акустика». Под ред. Мэсона. Изд. Мир, М., 1974, т. 7.
2. Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н. УФН, 124, 61 (1978).
3. Ярич А. Введение в оптическую электронику. Изд. Высшая школа, М., 1983.
4. Шкердин Г. Н. Автореферат докторской диссертации. М., 1982.
5. Отчет по теме Арго-К, ТУ БКО 348. 173, НИТИМ, Ереван, 1974.

## ԱՎՈՒՍՏԻԿ ԱՆԻՔԻ ՎՐԱ ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Փ. Ե. ՍՄԲԱՏՅԱՆ

Աշխատանքում, Բրեյլի պայմանի դեպքում հաշվարկված է բարձր հաճախության ազդարկ ալիքների վրա դիֆրակցիված լույսի ալիքի ինտենսիվությունը: Գնահատված է դիֆրակցիայի ինտենսիվության մեծության կարգը, որը համապատասխանում է փորձնական տվյալների հետ:

## ON THE DIFFRACTION OF LIGHT ON ACOUSTIC WAVES

V. S. SARDARYAN, G. Y. SMBATYAN

The intensity of light wave diffracted on high frequency acoustic wave is calculated, when the Bragg condition is met. The order of magnitude of the diffraction intensity was estimated and it was shown to be in satisfactory agreement with experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 21—23 (1989)

УДК 534.25

## АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В $SmFeO_3$

В. Э. АРУТЮНЯН, К. Н. КОЧАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

А. П. ГЕСЬ

Институт физики твердого тела и полупроводников АН БССР

(Поступила в редакцию 25 марта 1988 г.)

чениях скорости звука  $(3-5) \cdot 10^5$  см/с, показателе преломления  $(1,4-1,5)$ , частоте звука  $(0,5-1) \cdot 10^9$  Гц, диаметре светового пучка  $l = (1-2)$  см, длинах волны света 0,694 и 0,514 мкм, постоянной фотоупругости 0,15, плотности (для  $LiNbO_3$ ) 4,7 гр/см<sup>3</sup> угол Брегга  $\theta_B$  колебался от образца к образцу от 3,2 до 3,8°. Что же касается дифракционной эффективности  $(P_g/P_n)$ , то ее значения менялись от 0,28 до 0,32.

Таким образом, метод интегрального уравнения удовлетворительно объясняет наблюдавшиеся закономерности по дифракционной эффективности ниобата лития, тогда как результаты, полученные методом дифференциальных уравнений [2, 3] (по крайней мере в средней зоне), не могут быть удовлетворительно сопоставлены с данными по дифракционным измерениям [5].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Демон Ф., Мэлонн В., Мак-Магон Д. В кн. «Физическая акустика». Под ред. Мэзона. Изд. Мир, М., 1974, т. 7.
2. Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. Н. УФН, 124, 61 (1978).
3. Яриш А. Введение в оптическую электронику. Изд. Высшая школа, М., 1983.
4. Шкердин Г. Н. Автореферат докторской диссертации. М., 1982.
5. Отчет по теме Арго-К, ТУ БКО 348. 173, НИТИМ, Ереван, 1974.

## ԱՎՈՒՍՏԻԿ ԱՆԻՔԻ ՎՐԱ ԼՈՒՅՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Փ. Ե. ՍՄԲԱՏՅԱՆ

Աշխատանքում, Բրեյլի պայմանի դեպքում հաշվարկված է բարձր հաճախության ափսոսելի ալիքների վրա դիֆրակցված լույսի ալիքի ինտենսիվությունը: Գնահատված է դիֆրակցիայի ինտենսիվության մեծության կարգը, որը համապատասխանում է փորձնական տվյալների հետ:

## ON THE DIFFRACTION OF LIGHT ON ACOUSTIC WAVES

V. S. SARDARYAN, G. Y. SMBATYAN

The intensity of light wave diffracted on high frequency acoustic wave is calculated, when the Bragg condition is met. The order of magnitude of the diffraction intensity was estimated and it was shown to be in satisfactory agreement with experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 21—23 (1989)

УДК 534.25

## АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В $SmFeO_3$

В. Э. АРУТЮНЯН, К. Н. КОЧАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

А. П. ГЕСЬ

Институт физики твердого тела и полупроводников АН БССР

(Поступила в редакцию 25 марта 1988 г.)

Приведены результаты исследования температурной зависимости квазиферромагнитной ветви  $\nu_1$  антиферромагнитного резонанса (АФМР) в монокристалле  $SmFeO_3$ .

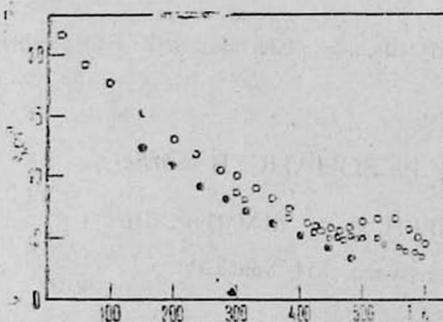
Показано, что вблизи температур спин-переориентационного перехода (СП) происходит неполное смягчение  $\nu_1$ . Обсуждаются причины такого поведения.

В ряду редкоземельных ортоферритов ( $RFeO_3$ ) ортоферрит самария занимает особое место, поскольку он является единственным, у которого вплоть до температуры  $T=480^\circ K$  стабилизирована магнитная структура типа  $\Gamma_2$ . С этой точки зрения представляет большой интерес исследование спиновой динамики в ортоферрите самария.

Известно, что в области высоких температур магнитные свойства ортоферритов хорошо описываются в рамках двухподрешеточной модели упорядочения магнитных моментов ионов железа, а влияние редкоземельной подсистемы проявляется через перенормировку констант гамильтониана [1]. В соответствии с этим в спектре АФМР должны наблюдаться две моды—квазиферромагнитная и квазиантиферромагнитная, температурные зависимости которых обуславливаются типом СП перехода [2—4]. В частности, при СП переходе типа  $\Gamma_2-\Gamma_4$  следует ожидать смягчения квазиферромагнитной моды АФМР  $\nu_1$ . Единственное упоминание о непосредственном наблюдении квазиферромагнитной моды АФМР в  $SmFeO_3$  в области низких частот и в больших магнитных полях имеется в работе [5].

В настоящей работе сообщается о прямом наблюдении и исследовании температурной зависимости квазиферромагнитной моды АФМР в  $SmFeO_3$  в фазе  $\Gamma_2$  в субмиллиметровом диапазоне без внешнего магнитного поля.

Образцы  $SmFeO_3$  с характерными размерами  $\sim 2 \times 3 \times 3$  мм были выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве и имели правильную кристаллографическую огранку. Вследствие малости образцов измерения были выполнены волноводной методикой. Поляризация электромагнитной волны соответствовала условиям возбуждения квазиферромагнитной моды АФМР. Резкая зависимость частоты АФМР от температуры позволяла проводить измерения при фиксированных частотах путем сканирования температуры.



Температурная зависимость частоты квазиферромагнитной моды АФМР в  $SmFeO_3$ . — наши измерения,  $\square$  — данные работы [6],  $\circ$  — данные работы [7].

Квазиферромагнитная мода АФМР в самариевом ортоферрите, температурная зависимость которой приведена на рис. 1, наблюдалась в ви-

де-одиночной линии поглощения. Ее ширина, пересчитанная из температурной зависимости частоты АФМР, составляла  $\sim 20$  Гц. Видно, что, как и ожидалось, с приближением к температуре СП перехода наблюдается смягчение частоты АФМР  $\nu_1$ . Характер этой зависимости вдали от СП находится в хорошем соответствии с результатами, полученными из экспериментальных исследований спектров комбинационного рассеяния света в самариевом ортоферрите [6, 7], тогда как в области СП перехода наблюдается заметное различие. Выяснение этого вопроса требует более детальных исследований. Несмотря на то, что СП переход в  $SmFeO_3$ , идентичен переходу в  $TmFeO_3$  ( $\Gamma_2-\Gamma_4$ ), поведения температурной зависимости АФМР для указанных ортоферритов заметно отличаются друг от друга. Действительно, в  $TmFeO_3$  наблюдается смягчение моды АФМР, возрастающее с приближением к низкотемпературной границе СП перехода  $T_{R1}$  [3], тогда как в  $SmFeO_3$  характер температурной зависимости частоты АФМР остается практически неизменным вплоть до температур  $T_{R1}$ . Это, по-видимому, указывает на более сложный характер поведения констант анизотропии  $SmFeO_3$  вблизи СП перехода, обусловленный взаимодействием АФМР с электронным переходом внутри основного термина иона  $Sm^{3+}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П. и др. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Изд. Наука, М., § 17, 1979.
2. Балбашов А. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 43, 33 (1986).
3. Балбашов А. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 42, 456 (1985).
4. Балбашов А. М. и др. ЖЭТФ, 88, 974 (1985).
5. Ожогин В. И. и др. ЖЭТФ, 62, 2221 (1972).
6. White R. M. et. al. Phys. Rev., 25, 1822 (1982).
7. Koshizuka N. et. al. Magnetism and Magn Mat. 31-34, 569 (1983).

#### ՀԱԿԱՅԻՐՐՈՄԱԿՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԸ $SmFeO_3$ -ՈՒՄ

Վ. Է. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ. Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ր. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Ա. Պ. ԳԵՍ

Ենթամիլիմետրային տիրույթում, շերմաստիճանի 140—450 K սահմաններում ուսումնասիրված է  $SmFeO_3$  միաբյուրեղի հակաֆերրոմագնիսական սեղանանի բվազիֆերրոմագնիսական ճյուղի հաճախության  $\nu_1$ -ի, շերմաստիճանային կախումը:

Ցույց է տրված, որ մագնիսական փուլային անցման շրջակայքում սեղանանի հաճախությունը չի ձգտում զրոյի Աշխատանքում քննարկվում են դիտվող երևույթի պատճառները:

#### AN ANTIFERROMAGNETIC RESONANCE IN $SmFeO_3$

V. E. HARUTYUNYAN, K. N. KOCHARYAN, R. M. MARTIROSYAN, A. P. GES

The temperature dependence of quasi-ferromagnetic  $\nu_1$  branch of antiferromagnetic resonance in  $SmFeO_3$  was investigated in submillimeter wavelength range at temperatures from 140°K to 450°K. It was shown, that near the  $\Gamma_2-\Gamma_4$  phase transition the softening of the  $\nu_1$  mode was incomplete and the reasons for such a behaviour were discussed.

УДК 535.375.5

## УСИЛЕНИЕ БЕЗ ИСКАЖЕНИЯ В НЕКОГЕРЕНТНОМ РЕЖИМЕ ВКР

Г. П. ДЖОТЯН, А. А. МИНАСЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 8 февраля 1988 г.)

На основе модовой модели проведен анализ условий усиления без искажения стоксовой затравки в некогерентном режиме вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) накачки с широким угловым спектром. Показана возможность эффективной перекачки мощности многомодовой накачки в мощность одномодового стоксового сигнала.

В последние годы при исследовании особенностей протекания процессов вынужденного рассеяния (ВР) многомодового оптического излучения внимание исследователей в основном было сфокусировано на анализе условий обращения и воспроизведения волнового фронта [1, 2], или воспроизведения частотного спектра [3, 4] многомодовой накачки ее стоксовой компонентой. Интерес к этим процессам стимулировался в первую очередь богатством физических приложений (см., например, [4, 5]).

В то же время не менее важным с практической точки зрения представляется анализ условий, когда возможно эффективное усиление без искажения стоксовой затравки при ВР многомодового излучения накачки. Связано это с тем, что накачивающие ВР-активную среду мощные лазеры с модулированной добротностью многомодовы. Другой, практически важный, аспект рассматриваемой проблемы состоит в исследовании возможностей эффективного преобразования энергии многомодового лазерного излучения с широким угловым спектром в излучение с узким угловым спектром на частоте стоксовой компоненты. Этот вопрос, при ВКР накачки с широким частотным спектром, исследован в работах [6, 7]. В работе [8] экспериментально была продемонстрирована возможность эффективного преобразования энергии многомодового излучения накачки в энергию плоской затравки на стоксовой частоте.

В настоящей работе проведен теоретический анализ условий усиления без искажения затравки на стоксовой частоте в процессе ВКР накачки с широким угловым спектром. Рассматривается случай ВКР-вперед, когда волна накачки и усиливаемый стоксов сигнал распространяются в одном и том же направлении. Случай ВКР-назад может быть рассмотрен аналогичным образом.

Пусть на входе в комбинационно-активную среду ( $z=0$ ) комплексные амплитуды накачки и ее стоксовой компоненты могут быть представлены в следующем виде:

$$A_n(z=0, x) = \sum_{n=-N_n}^{N_n} A_n^0 e^{iknx}, \quad A_c(z=0, x) = \sum_{n=-N_c}^{N_c} a_n^0 e^{iknx}. \quad (1)$$

Величина  $d = 2\pi/k$  играет роль масштаба неоднородности распределения амплитуд волн в поперечном сечении. Выбор амплитуд взаимодействующих волн в виде (1) предполагает, что ВКР имеет место в волноводе. Решение укороченных уравнений, описывающих ВКР (см., например, [9]), ищем в виде

$$A_n(z, x) = \sum_n A_n(z) e^{iknx}, \quad A_c(z, x) = \sum_n a_n(z) e^{iknx}.$$

С помощью преобразования амплитуд мод взаимодействующих волн вида

$$a_n(z) = b_n(z) \exp\left(i \frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right), \quad A_n(z) = B_n \exp\left(i \frac{k^2 n^2}{2k_n} z\right)$$

и исключения в правых частях уравнений членов, осциллирующих по пространственной координате  $z$  (модовое приближение [10]), приходим к следующей системе уравнений для величин  $b_n(z)$  и  $B_n(z)$ :

$$\frac{d}{dz} b_n + in^2 \xi b_n = \frac{g}{2} \left\{ b_n \sum_p |B_p|^2 + B_n \sum_{(p \neq n)} b_p B_p^* \right\}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dz} B_n = -\frac{g}{2} \frac{\omega_n}{\omega_c} \left\{ B_n \sum_p |b_p|^2 + b_n \sum_{(p \neq n)} b_p^* B_p \right\},$$

где

$$\xi = \frac{1}{2} k^2 \left( \frac{1}{k_n} - \frac{1}{k_c} \right).$$

Рассмотрим случай ВКР в среде с относительно большим частотным сдвигом, когда имеет место условие  $\Gamma = 1 (2I_n/2|\xi| \ll 1$ . Сделаем замену переменной в системе уравнений (2):  $c_n = b_n e^{in^2 z}$ . В интересующем нас случае малой величины параметра  $\Gamma$  в правых частях уравнений (2) можно пренебречь осциллирующими по  $z$  членами. Этот режим, по аналогии со случаем ВКР при немонохроматической накачке [3], может быть назван некогерентным. В результате система уравнений (2) принимает вид

$$\frac{d}{dz} c_n = \frac{g}{2} \left\{ c_n \sum_m |B_m|^2 + c_{-n} B_n B_{-n}^* (1 - \delta_{n0}) \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} B_n = -\frac{g\omega_n}{2\omega_c} \left\{ B_n \sum_m |c_m|^2 + B_{-n} c_n c_{-n}^* (1 - \delta_{n0}) \right\},$$

где  $\delta_{n0}$  — символ Кронекера. Для решения первого уравнения в (3) в приближении заданного поля накачки  $|B_n|^2 = \text{const}$ , воспользуемся преобразованием Лапласа по продольной координате  $z$

$$\bar{c}_n(p) = \int_0^{\infty} c_n(z) \exp(-pz) dz.$$

Из (3) для  $\bar{c}_n(\rho)$  получаем

$$\bar{c}_n(\rho) = \left[ \left( \rho - \frac{1}{2} g I_n \right) c_n^0 + \frac{1}{2} g B_{-n}^* B_n c_{-n}^0 \right] \times \\ \times \left[ \left( \rho - \frac{1}{2} g I_n \right)^2 - \frac{1}{4} |B_n B_{-n}|^2 \right]^{-1}.$$

Произведя обратное преобразование Лапласа, для амплитуды  $b_n(z)$  имеем следующее решение:

$$b_n(z) = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{1}{2} g I_n z - i n^2 \xi z\right) \left\{ b_n^0 \left[ \exp\left(\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}|\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \exp\left(-\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}|\right) \right] + b_n^0 \left[ \exp\left(\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}|\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp\left(-\frac{1}{2} g z |B_n B_{-n}|\right) \right] \right\}, \quad (4) \\ b_0(z) = b_0(0) \exp\left\{\frac{1}{2} g I_n z\right\}.$$

В случае, когда полная интенсивность накачки  $I_n \gg |B_n|^2$  — интенсивности одной моды (ввиду большого числа мод), инкременты усиления различных мод в (4) практически одинаковы и, при  $1/2 g L |B_n|^2 \ll 1$ , где  $L$  — длина рассеяния, можно пренебречь вторым слагаемым в выражении для  $b_n(z)$ . При этом  $b_n(z) \sim b_n^0$ , т. е. усиление имеет место без искажения углового спектра волны.

Если на входе в среду стоксов сигнал одномодовый, то в этом случае имеет место эффективное усиление без искажения плоской стоксовой волны в поле многомодовой накачки.

В случае истощения накачки процесс описывается системой уравнений (3). При большом числе мод последним членом в правых частях этих уравнений можно пренебречь. В результате интегрирования этой системы уравнений для амплитуд мод накачки и ее стоксовой волны имеем:

$$c_n = c_n^0 \sqrt{1 + \mu} \exp\left(\frac{1}{2} g I_n^0 z (1 + \mu)\right) [1 + \mu \exp(g I_n^0 z (1 + \mu))]^{-1/2}, \\ B_n = B_n^0 \sqrt{1 + \mu} [1 + \mu \exp(g I_n^0 z (1 + \mu))]^{-1/2}, \\ \mu = \frac{\omega_n}{\omega_c} \cdot \frac{I_n^0}{I_n^0}, \quad I_c^0 = I_c(z=0), \quad I_n^0 = I_n(z=0),$$

откуда следует, что при  $z \rightarrow \infty$   $B_n \rightarrow 0$ ,  $c_n \rightarrow c_n^0 \sqrt{1 + \mu}$ . Следовательно, при большом числе мод и  $\Gamma \ll 1$ , в случае плоской стоксовой затравки возможна полная перекачка мощности многомодовой накачки в мощность плоской стоксовой затравки.

Таким образом, в настоящей работе показано, что при ВКР с относительно большим частотным сдвигом, режим эффективного усиления без искажения стоксового сигнала в поле многомодовой накачки возможен в некогерентном режиме ВКР ( $\Gamma \ll 1$ ), когда имеет место усреднение неоднородностей коэффициента усиления, наводимого многомодовой накачкой.

При этом в отличие от аналогичного режима в случае накачки с широким частотным спектром, где каждая мода стоксового сигнала усиливается в поле соответствующей моды накачки [3], в рассматриваемом случае усиление каждой моды стоксового сигнала имеет место в усредненном по поперечному сечению полном поле накачки. Это обеспечивает возможность эффективной перекачки мощности многомодовой накачки в мощность заданного на входе в среду одномодового стоксового сигнала.

Численные оценки показывают, что рассматриваемый режим некогерентного ВКР многомодовой накачки имеет место, т. е. выполняется условие  $\Gamma \ll 1$ , при интенсивностях накачки  $I_{in} < 10^8 \text{ Вт см}^{-2}$ , в случае ВКР в жидком водороде, при накачке от рубинового лазера  $k = 50 \text{ см}^{-1}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Пилипсукий Н. Ф. УФН, 138, 249 (1982).
2. Джотян Г. П. Оптика и спектроскопия, 56, 78 (1984).
3. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Зельдович Б. Я., Ккунов В. В. Обращение волнового фронта. Изд. Наука, М., 1985.
5. Fisher R. A. Optical Phase Conjugation. Acad. Press, 1983.
6. Ахманов С. А. и др. ЖЭТФ, 59, 525 (1970).
7. Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 269 (1978).
8. Бетин А. А., Пасманик Г. А. Письма в ЖЭТФ, 23, 577 (1976).
9. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радифизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
10. Сидорович В. Г. ЖТФ, 46, 2168 (1976).

#### ՌԻՃԵՂԱՑՈՒՄ ԱՌԱՆՅ ԱՂԱՎԱՂՄԱՆ ՈՉ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Գ. Պ. ԶՈՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Կատարված է առնց աղավաղման ստորյան ալիքի ուժեղացման պայմանների վերլուծությամբ բաղմամոդային մղման ալիքի ոչ կոհերենտ ստիպողական կոմբինացիոն ցրման պայմաններում: Ցույց է արված բաղմամոդային մղման ալիքի հզորության կֆեկտիվ վերամղման հնարավորությունը հարթ ստորյան ալիքի հզորության մեջ:

#### DISTORTIONLESS GAIN IN NONCOHERENT REGIME OF STIMULATED RAMAN SCATTERING

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

On the basis of multimode radiation model, the conditions of Stokes wave gain with no wave front distortion have been analyzed in noncoherent regime of the stimulated Raman scattering of a multimode pump. The possibility of efficient conversion of the multimode pump energy into that of plane Stokes input was shown.

УДК 621.375.4

## ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ДВУХПОЛЯРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

А. А. ВАРДАНЯН, Р. Г. ТАТЕВОСЯН

НПО «Транзистор»

(Поступила в редакцию 10 апреля 1988 г.)

Предложена конструкция твердотельного полупроводникового прибора, позволяющего усиливать сигналы обеих полярностей, подаваемые на вход прибора. Преимущество данного прибора в том, что он может быть изготовлен в расчете на рабочие токи, напряжения и частоты, присущие имеющимся транзисторам.

В микроэлектронике известны планарные полупроводниковые приборы  $n-p-n$  или  $p-n-p$  проводимости с двумя  $p-n$  переходами. Например, биполярные транзисторы [1]. Подобные приборы на выходе усиливают лишь те электрические сигналы, которые смещают эмиттерный переход в прямом направлении, подавая сигналы противоположной полярности.

В настоящем сообщении описывается конструкция твердотельного полупроводникового прибора, позволяющая одинаково усиливать сигналы обеих полярностей, подаваемые на вход прибора.

На рис. 1 показана структура предлагаемого прибора  $n-p-n$  проводимости и его эквивалентная электрическая схема.

Прибор состоит из слоя 1  $n$ -типа проводимости и слоя 2  $p$ -типа проводимости, сформированного на нем эпитаксиальным или диффузионным способом. В слое 2 сформирована локальная эмиттерная область  $n$ -типа проводимости, а под электрод эмиттерной гребенки, симметрично эмиттерной области 3, относительно оси  $00$ , введена вторая локальная эмиттерная область 4  $n$ -типа. Области 3 и 4 сформированы по планарной технологии. Эмиттерные области 3 и 4 удалены друг от друга на расстояние не менее двух областей пространственного заряда и не более ширины одной из областей эмиттера. Между эмиттерными областями 3 и 4 образован канал 5 базовой области  $p$ -типа проводимости.

Базовая область, расположенная между двумя эмиттерными областями 3 и 4, находится в непосредственном электрическом контакте с металлизацией эмиттерной гребенки.

С обеих сторон эмиттерного электрода 6, в области базы 2 сформирован дополнительный базовый электрод в виде полосок 7 и 8, которые сверху полупроводниковой структуры изолированы друг от друга и электрически соединены лишь поперечными диффузионными сопротивлениями активной базы 9 и 10.

На слое 1  $n$ -типа проводимости сформирован коллекторный контакт II.

Входной сигнал 12 подается между двумя изолированными базовыми выводами 13 и 14, а выходом прибора являются эмиттерный вывод 15 и коллекторный 16, к которым подключены нагрузка 17 и источник питания 18.

Принцип работы прибора следующий: вначале предположим, что от внешнего источника к выводу 13 на входе прибора подается плюс, а к вы-

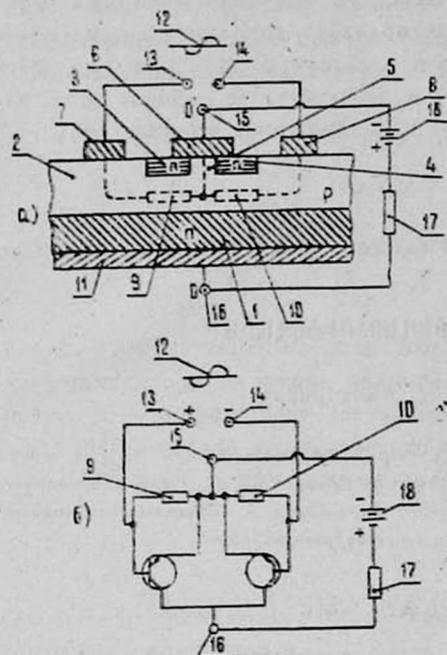


Рис. 1.

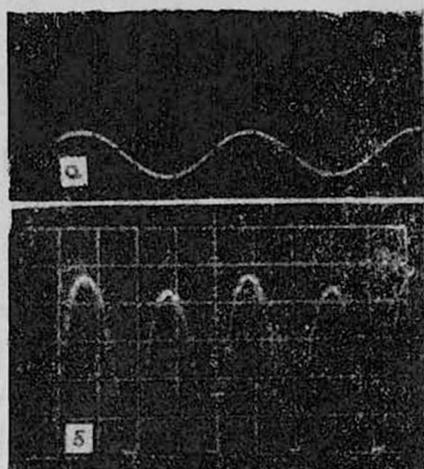


Рис. 2.

Рис. 1а, б — Структура предлагаемого прибора *p-n-p* проводимости и его эквивалентная электрическая схема.

Рис. 2 а, б — Осциллограммы входного и выходного сигналов, снятые с экспериментального образца предлагаемого прибора.

воду 14—минус, при этом ток во входной цепи будет протекать от вывода 13 к выводу 14 через одинаковые по величине диффузионные базовые сопротивления 9 и 10, создавая на сопротивлениях равное по величине падение напряжения, прямо пропорциональное входному току и сопротивлениям 9 и 10. Смещения, возникающие на сопротивлениях 9 и 10, через *p*-канал 5 и металлический контакт 6 передаются к эмиттерным *p-n* переходам эмиттеров 3 и 4 соответственно. При данной полярности входного сигнала эмиттер 3 будет открываться и инжектировать, а эмиттер 4, наоборот, будет находиться в запертом состоянии. Если теперь полярность импульса на входе прибора изменить, то ток уже будет протекать от вывода 14 к выводу 13, и по той же причине в этом случае будет открываться эмиттер 5, а эмиттер 3 будет находиться в запертом состоянии. В обоих случаях в выходной цепи мы будем иметь одинаково усиленные сигналы, поскольку эмиттеры 3 и 4 и сопротивления 9 и 10, созданные в непосредственной близости на одном полупроводниковом кристалле в течение одного и того же технологического цикла и находящиеся в непосредственном тепловом контакте, будут иметь очень близкие характеристики.

Указанное выше подтверждают осциллограммы входного (рис. 2а) и выходного (рис. 2б) сигналов, снятые с экспериментального образца предлагаемого прибора, в случае синусоидального входного сигнала. Из рисунков видно, что на выходе входной сигнал выпрямляется, причем обе полярности имеют одинаковую амплитуду, т. е. усилены одинаково.

Судя по рис. 1, предлагаемый прибор по своей структуре и технологии изготовления практически не отличается от обычных планарных транзисторов, но, наряду с транзисторными, обладает дополнительными свойствами. Это свидетельствует о том, что предлагаемый двухполярный твердотельный усилитель можно изготовить в расчете на те рабочие токи, напряжения и частоты, какие достигнуты в современных транзисторах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блюхер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Энергоатомиздат, Л., 1986.

## ՊԻԼՈՒՄԱՐՄԵԱՅԻՆ ԵՐԿՐԵՎԵՒ ՈՒԺԵՂԱՐԱՐ

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ռ. Հ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է կիրառադրողային համաձուլ սարքի կառուցվածք, որը թույլ է տալիս ուժեղացնել սարքի մուտքին տրվող կրկրենա ազանշանները: Տվյալ սարքի առավելագույնն այն է, որ նրա աշխատանքային հոսանքների, լարումների և համախախնամիջոցների սրժեղիքի տիրույթները նույնն են ինչը երկրենա տրանզիստորների:

## SOLID STATE BIPOLAR AMPLIFIER

A. A. VARDANYAN, R. G. TATEVOSYAN

A design of a solid state semiconductor device permitting to amplify the bipolar signals applied to its input is proposed. The advantage of this device is that the values of its operating currents, voltages and frequencies are the same as those of bipolar transistors.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 30—34 (1989)

УДК 621.384.644:621.372.8

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЯ УСКОРЯЕМОГО ТОКА В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ПО МАКСИМУМУ КПД

А. М. МОВСИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 мая 1988 г.)

В работе получено выражение для оптимального тока, при котором обеспечивается максимальный КПД при синхронном режиме взаимодействия пучка заряженных частиц и волны. Для различных заданных проводимостей волновода рассчитаны значения оптимального тока и КПД.

Указанное выше подтверждают осциллограммы входного (рис. 2а) и выходного (рис. 2б) сигналов, снятые с экспериментального образца предлагаемого прибора, в случае синусоидального входного сигнала. Из рисунков видно, что на выходе входной сигнал выпрямляется, причем обе полярности имеют одинаковую амплитуду, т. е. усилены одинаково.

Судя по рис. 1, предлагаемый прибор по своей структуре и технологии изготовления практически не отличается от обычных планарных транзисторов, но, наряду с транзисторными, обладает дополнительными свойствами. Это свидетельствует о том, что предлагаемый двухполярный твердотельный усилитель можно изготовить в расчете на те рабочие токи, напряжения и частоты, какие достигнуты в современных транзисторах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блехер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Энергоатомиздат, Л., 1986.

### ՊԻՆԻՄԱՐՄԵԱՅԻՆ ԵՐԿՐԵՎԵՒ ՈՒԺԵՂԱՐԱՐ

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ռ. Հ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է կիրառադրողային համաձուլյ սարքի կառուցվածք, որը թույլ է տալիս ուժեղացնել սարքի մուտքին տրվող կրկրենա ազանշանները: Տվյալ սարքի առավելագույնն այն է, որ նրա աշխատանքային հոսանքների, լարումների և համախախանութունների սրժեքների տիրույթները նույնն են երկրենա տրանզիստորների:

## SOLID STATE BIPOLAR AMPLIFIER

A. A. VARDANYAN, R. G. TATEVOSYAN

A design of a solid state semiconductor device permitting to amplify the bipolar signals applied to its input is proposed. The advantage of this device is that the values of its operating currents, voltages and frequencies are the same as those of bipolar transistors.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 30—34 (1989)

УДК 621.384.644:621.372.8

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЗНАЧЕНИЯ УСКОРЯЕМОГО ТОКА В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ПО МАКСИМУМУ КПД

А. М. МОВСИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 мая 1988 г.)

В работе получено выражение для оптимального тока, при котором обеспечивается максимальный КПД при синхронном режиме взаимодействия пучка заряженных частиц и волны. Для различных заданных проводимостей волновода рассчитаны значения оптимального тока и КПД.

Целью настоящей работы является нахождение оптимальных значений токов, обеспечивающих максимальное значение КПД ускоряющего волновода при различных зависимостях проводимости волновода от продольной координаты при данной длине волновода.

В работе [1], на основе метода суперпозиции поля генератора и поля излучения, получено выражение для действующего поля в нерегулярной замедляющей системе при наличии динамического скольжения между сгустками заряженных частиц и бегущей электромагнитной волной.

$$E_s = \sqrt{\frac{P}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi) - \frac{I e^{-\alpha z}}{2 \sqrt{\Gamma}} \times \\ \times \left( \cos \varphi \int_0^z \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' + \sin \varphi \int_0^z \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' \right),$$

где  $E_s$  — действующее на равновесную частицу поле,  $P$  — мощность стороннего генератора на входе волновода,  $\Gamma$  — проводимость волновода,  $I$  — ток пучка,  $\alpha$  — коэффициент затухания волновода и для простоты принято  $\alpha = \text{const}$ ,  $\varphi$  — фаза динамического скольжения.

КПД ускоряющей секции определяется, как

$$\eta = \frac{IU_s}{P},$$

где  $U_s$  — прирост кинетической энергии ускоряемой частицы в конце ускоряющего волновода и

$$U_s = \int_0^L E_s dz.$$

Следовательно

$$\eta = \frac{I}{\sqrt{P}} \int_0^L \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} dz - \frac{I^2}{2P} \times \\ \times \int_0^L \left( \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} \int_0^z \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} \int_0^z \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' \right) dz.$$

Исходя из этого выражения оценим оптимальное значение тока, при котором обеспечивается максимальный КПД,

$$I_{\text{opt}} = \frac{\sqrt{P} \int_0^L \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} dz}{\int_0^L \left( \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} \int_0^z \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-\alpha z} \int_0^z \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z'} dz' \right) dz} \quad (1)$$

При таком токе для КПД получим

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{\left[ \int_0^L \frac{\sin(\varphi_{\Gamma_n} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} dz \right]^2}{2 \int_0^L \left( \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \int_0^z \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az'} dz' + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \int_0^z \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az'} dz' \right) dz} \quad (2)$$

При синхронном взаимодействии тока пучка и волны, т. е. при отсутствии динамического скольжения, из (1) и (2) получим:

$$I_{\text{опт}} = \frac{V \bar{P} \sin \varphi_{\Gamma_n} \int_0^L \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} dz}{\int_0^L \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} \left( \int_0^z \frac{e^{az'}}{\sqrt{\Gamma}} dz' \right) dz}, \quad (3)$$

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{\left( \int_0^L \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2}{2 \int_0^L \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} \left( \int_0^z \frac{e^{az'}}{\sqrt{\Gamma}} dz' \right) dz} \cdot \sin^2 \varphi_{\Gamma_n}. \quad (4)$$

Если потери в стенках волновода равны нулю, т. е. при  $\alpha=0$ , из выражений (3) и (4) получим:

$$I_{\text{опт}} = \frac{2 V \bar{P} \sin \varphi_{\Gamma_n}}{L \int_0^L \frac{dz}{\sqrt{\Gamma}}},$$

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2 \varphi_{\Gamma_n}.$$

Последнее выражение совпадает с известным из литературы [2] значением.

Рассмотрим выражение (3) и (4) при различных заданных проводимостях волновода.

Пусть  $\Gamma = \Gamma_n = \text{const}$ .

При этом получим:

$$I_{\text{опт}} = \frac{V \bar{P} \Gamma \alpha (1 - e^{-\alpha L})}{\alpha L + e^{-\alpha L} - 1} \cdot \sin \varphi_{\Gamma_n},$$

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{(1 - e^{-\alpha L})^2}{2(\alpha L + e^{-\alpha L} - 1)} \sin^2 \varphi_{\Gamma_n}.$$

Последнее выражение совпадает с выражением, полученным в [3].

Рассмотрим проводимость волновода вида

$$\Gamma = \frac{\Gamma_n}{(1 + \alpha z)^2},$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{\frac{\Gamma_{II}}{\Gamma_k}} - 1}{L}$$

Для оптимального значения тока и максимального КПД получим

$$I_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{P\Gamma_{II}} \sin \varphi_{\Gamma_{II}} \cdot F_1(\alpha, L)}{F_2^*(\alpha, L)},$$

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{F_1^2(\alpha, L)}{2\alpha F_2^*(\alpha, L)} \sin^2 \varphi_{\Gamma_{II}},$$

где

$$F_1(\alpha, L) = \left(1 + \frac{\alpha}{L}\right) (1 - e^{-\alpha L}) - \alpha L e^{-\alpha L},$$

$$F_2(\alpha, L) = \left(1 - \frac{\alpha}{L} + \alpha L - \frac{\alpha^2 L}{2} + \frac{\alpha^2 L^2}{3}\right) L - \\ - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{\alpha}{L}\right) F_1(\alpha, L).$$

Пусть проводимость волновода задана степенной зависимостью

$$\Gamma = \Gamma_{II} \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}\right)^{z/L}.$$

При этом получим:

$$I_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{P\Gamma_{II}}}{L} \cdot \frac{1 - \sqrt{\frac{\Gamma_{II}}{\Gamma_k}} e^{-\alpha L}}{1 - \Gamma_{II}/\Gamma_k} \cdot \frac{1 - \sqrt{\frac{\Gamma_{II}}{\Gamma_k}} e^{-\alpha L}}{\ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}} - \alpha L + \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}} \times \\ \times \frac{\alpha L - \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}}{\alpha L + \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}} \cdot \sin^2 \varphi_{\Gamma_{II}},$$

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{\left(1 - \sqrt{\frac{\Gamma_{II}}{\Gamma_k}} e^{-\alpha L}\right) \sin^2 \varphi_{\Gamma_{II}}}{\left(1 - \frac{\Gamma_{II}}{\Gamma_k}\right) \frac{\alpha L + \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}}{\ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}}} \cdot \frac{\alpha L - \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}}{\alpha L + \frac{1}{2} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_{II}}}$$

Таким образом, при различных зависимостях проводимости ускоряющего волновода от продольной координаты получены выражения для оптимального тока и максимального КПД. Следует отметить, что при всех видах зависимостей  $\Gamma(z)$  и при пренебрежении потерями в стенках волновода получим

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2 \varphi_{\Gamma_{II}}.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жилейко Г. И., Мовсисян Л. М., Синдинский В. В. Изв. АН АрмССР. Физика, 7, 150 (1972).
2. Жилейко Г. И. «Высоковольтные электронные пучки», Изд. Энергия, М., 1968.
3. Азизбекян Г. В. «Возможности повышения эффективности линейных волноводных ускорителей», Препринт ЕФИ-981 (31)—87, 1987.

### ԳՕԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԵՐՈՒՄ ԱՐԱԳԱՑՎՈՂ ՀՈՍԱՆԵՐԻ ԱՐԺԵՔԵՆԵՐԻ ՕՊՏԻՄԱԼԱՑՈՒՄԸ ԸՍՏ ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ՕԳԳ-Ի

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Մշխատանքում ստացված են օպտիմալ հոսանքի համար արտահայտություններ, որոնց ղեկավարում լիցքավորված մասնիկների փնջի և ալիքի սինքրոն փոխազդեցության ժամանակ ապահովվում է առավելագույն ՕԳԳ: Ալիքատարի տված տարրեր հաղորդականությունների համար հաշվարկված են հոսանքի և ՕԳԳ-ի օպտիմալ արժեքները:

### OPTIMIZATION OF THE VALUE OF ACCELERATED CURRENT IN LINACS BY MAXIMUM EFFICIENCY

L. M. MOVSISYAN

The optimum value of an accelerated current was determined as a function of maximum efficiency of synchronous interaction between the electromagnetic wave and charged particles beam. The values of current and efficiency were calculated for some particular cases of the waveguide conductance.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 34—37 (1989)

УДК 621.373

### ОЦЕНКА ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ОБЪЕКТА В АТМОСФЕРЕ ПОСРЕДСТВОМ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

С. С. ГАСПАРЯН, Т. А. МНАЦАКАНЯН

Институт физических исследований

(Поступила в редакцию 20 февраля 1988 г.)

Приводится описание действующего макета лазерного доплеровского измерителя скорости, принцип работы которого основан на методе внутрирезонаторного приема оптического сигнала. Приводятся результаты натурных измерений на трассе длиной 100 м и на длине волны 10,6 мкм.

Как в радиолокации, так и в оптической локации для измерения скорости цели используется доплеровский сдвиг частоты отраженного от объекта оптического сигнала. При этом различают два метода измерения скорости [1, 2]: 1) метод, основанный на непосредственном измерении доплеровского сдвига частоты оптической несущей, 2) метод, основанный на изме-

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жилейко Г. И., Мовсисян Л. М., Синдинский В. В. Изв. АН АрмССР. Физика, 7, 150 (1972).
2. Жилейко Г. И. «Высоковольтные электронные пучки», Изд. Энергия, М., 1968.
3. Азизбекян Г. В. «Возможности повышения эффективности линейных волноводных ускорителей», Препринт ЕФИ-981 (31)—87, 1987.

### ԳՕԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԵՐՈՒՄ ԱՐԱԳԱՑՎՈՂ ՀՈՍԱՆԵՐԻ ԱՐԺԵՔԵՆԵՐԻ ՕՊՏԻՄԱԼԱՑՈՒՄԸ ԸՍՏ ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ՕԳԳ-Ի

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Յշխատանքում ստացված են օպտիմալ հոսանքի համար արտահայտություններ, որոնց դեպքում լիցքավորված մասնիկների փնջի և ալիքի սինքրոն փոխազդեցության ժամանակ ապահովվում է առավելագույն ՕԳԳ: Այդատարի տված տարրեր հաղորդականությունների համար հաշվարկված են հոսանքի և ՕԳԳ-ի օպտիմալ արժեքները:

### OPTIMIZATION OF THE VALUE OF ACCELERATED CURRENT IN LINACS BY MAXIMUM EFFICIENCY

L. M. MOVSISYAN

The optimum value of an accelerated current was determined as a function of maximum efficiency of synchronous interaction between the electromagnetic wave and charged particles beam. The values of current and efficiency were calculated for some particular cases of the waveguide conductance.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 34—37 (1989)

УДК 621.373

### ОЦЕНКА ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ОБЪЕКТА В АТМОСФЕРЕ ПОСРЕДСТВОМ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

С. С. ГАСПАРЯН, Т. А. МНАЦАКАНЯН

Институт физических исследований

(Поступила в редакцию 20 февраля 1988 г.)

Приводится описание действующего макета лазерного доплеровского измерителя скорости, принцип работы которого основан на методе внутрирезонаторного приема оптического сигнала. Приводятся результаты натуральных измерений на трассе длиной 100 м и на длине волны 10,6 мкм.

Как в радиолокации, так и в оптической локации для измерения скорости цели используется доплеровский сдвиг частоты отраженного от объекта оптического сигнала. При этом различают два метода измерения скорости [1, 2]: 1) метод, основанный на непосредственном измерении доплеровского сдвига частоты оптической несущей, 2) метод, основанный на изме-

рении доплеровского сдвига частоты СВЧ-колебаний, модулирующих по интенсивности лазерное излучение передатчика.

Осуществление первого метода требует применения оптического гетеродинного приема отраженного сигнала. Несмотря на большую чувствительность этого метода, эффективность данной системы, как и любой системы с гетеродинным приемом, в первую очередь зависит от пространственно-временного совмещения на поверхности фотодетектора опорного лучка с рассеянным от объекта сигнальным.

С другой стороны, практическая реализация второго метода осложняется отсутствием быстродействующих фотоприемников в ИК диапазоне спектра, а также необходимостью СВЧ-модуляции лазерного излучения.

В связи со сказанным представляет интерес применение в ИК лазерном доплеровском измерителе скорости (ЛДИС) внутрирезонаторного метода приема [3, 4], при котором рассеянный от объекта сигнал вводится в резонатор излучателя. Обеспечивая равное с гетеродинным приемом отношение С/Ш, внутрирезонаторный прием исключает необходимость специального совмещения волновых фронтов.

На рис. 1 приведена блок-схема разработанного нами действующего макета ЛДИС с внутрирезонаторным приемом. Излучение  $\text{CO}_2$  лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) 1, с выходной мощностью до 10 Вт, фокусируется телеско-

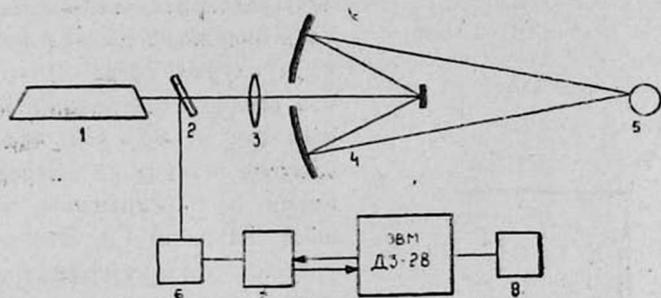


Рис. 1.

пической системой 3—4 на вращающуюся мишень 5, установленную на расстоянии 100 м. Обод диска 5 был покрыт наждачной бумагой, обеспечивающей рассеяние сфокусированного излучения. Рассеянное излучение вновь собиралось системой 3—4 и вводилось в резонатор излучателя 1. После двукратного прохода через резонатор лазера 1, сигнальное излучение вместе с опорным направлялось через делительную пластинку 2 на охлаждаемый фотоприемник 6 (ФСГ-22А3). Электрический сигнал с выхода фотоприемника поступал в разработанный нами анализатор спектра 7 с программной разверткой частоты, управляемый ЭВМ «Электроника ДЗ-28». Обработанная в машине информация выводилась на двухкоординатный графопостроитель 8. Предусмотренное в комплексе программное накопление значений сигнала одной и той же частоты обеспечивает извлечение слабого сигнала из-под шума. Разработанный измеритель спектра имеет следующие параметры: спектральный диапазон измерения 5-500 кГц, шаг дискретизации 5, 10, 20 кГц, входная чувствительность (при отношении С/Ш на входе—60дБ) порядка 1мкВ, максимальное время одного измерения—1 с. Вывод обработанной информации на графопостроитель производится с точностью 0,1% и с дискретностью 10 мВ.

Наличие у мишени диффузно отражающей поверхности налагает дополнительные требования к приемопередающему тракту ЛДИС. Различные участки отражающей поверхности создают доплеровский сдвиг той же частоты; однако фазовая диаграмма обратного излучения имеет изрезанный характер, что может привести к полной потере сигнала, из-за случайной компенсации фаз на приемной апертуре. Поэтому необходимо уменьшать диаметр пятна засветки мишени до минимально возможного размера с одновременным согласованием угла зрения приемной апертуры, что автоматически выполняется в приведенной блок-схеме ЛДИС с внутрирезонаторным приемом.

Относительная ошибка измерения скорости цели  $v_T$  может быть определена из ниже приведенной формулы

$$\sigma_{v_2}/v_2 = \sqrt{(\sigma_c/c)^2 + (\sigma_{f_1}/f_1)^2 + (\sigma_{f_D}/f_D)^2},$$

где  $\sigma_c/c = 10^{-6} - 10^{-7}$  — относительная ошибка определения  $c$  в атмосфере,  $\sigma_{f_1}/f_1$  — относительная нестабильность частоты лазерного излучения,  $\sigma_{f_D}/f_D$  — относительная ошибка измерения доплеровского сдвига,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_{f_1}$ ,  $\sigma_{f_D}$  — среднеквадратичные ошибки измерения  $c$ ,  $f_1$ ,  $f_D$ . Из приведенной формулы вытекает требование высокой стабильности и монохроматичности передатчика ЛДИС.

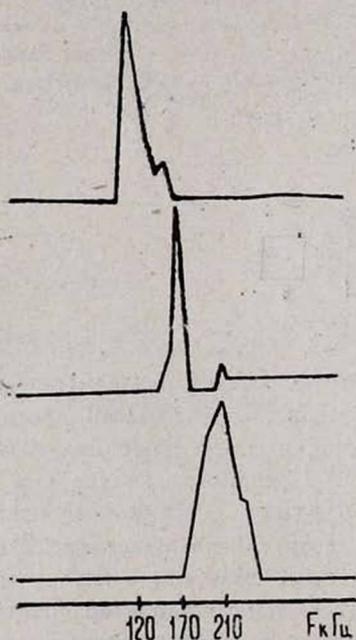


Рис. 2.

Предварительные измерения сигнала биений на выходе фотоприемника в случае, когда  $v_2 = 0$  показали, что спектр этих биений, обусловленный как атмосферой, так и уходом частоты излучения передатчика за время распространения, не превышает 300—400 Гц. Это позволяет с уверенностью утверждать, что при реализации в анализаторе спектра шага перестройки 1кГц вполне реально обеспечить точность измерения порядка 1 см/с, что на 2-3 порядка выше, чем ДИС радиодиапазона [5].

На рис. 2 показан ряд кривых, соответствующих разным скоростям движения объекта, измеренных при шаге дискретизации 10 кГц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Малашин М. С., Каминский Р. П., Борисов Ю. Б. Основы проектирования лазерных локационных систем. Изд. Высшая школа, М., 1983.
2. Казарян Р. А. В сб. Итоги науки. Сер. Радиотехника. ВИНТИ, М., 33, 1984.
3. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д., Лазарев С. В. Тез. докл. 8 Всес. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосф. ч. 2, Томск, 1984.

4. Казарян Р. А., Мнацаканян Т. А. Квантовая электроника, 3, 14 (1987).  
 5. Рябов С. Г., Горюпин Г. Н., Усольцев Н. Ф. Приборы квантовой электроники. Изд. Советское радио, М., 1976.

**ԱՌԱՐԿԱՅԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ԲԱՂԱԳՐԻՉԻ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ  
 ՄԹՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ՆԵՐՈՒԵԶՈՆԱՏՈՐԱՅԻՆ ՀԵՏԵՐՈՒԻԿԱՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ**

Ս. Ս. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Տ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ

Բերված են արագության ինֆրակարմիր լազերային դոպլերյան շափիչի (Ա 1 Դ 2) ազնությունը մթնոլորտում 100 մ հեռավորության վրա տեղադրված դիֆուզ ցրող պտտվող թիրախի արագության երկայնական բաղադրիչի շափման արդյունքները: Կիրառված է թիրախից հետ ցրված լուսային ազդանշանի ընդունման ներոնդոնատորային հղանակ, որի դեպքում այդ ազդանշանը նորից մտցվում է լազերի ուղղանտորի մեջ: Այնուհետև նրա մեջ կրկնակի անցումից և ուժեղացվելուց հետո փոխազդում է նույն լազերի հենակային ճառագայթի հետ: Գնահատված է արագության շափման հարաբերական սխալը:

**ESTIMATION OF THE LONGITUDINAL COMPONENT OF THE VELOCITY OF AN OBJECT IN ATMOSPHERE BY MEANS OF INTERCAVITY HETERODYNING**

S. S. GASPARYAN, T. A. MNATSAKANYAN

The operation of a model of laser velocity meter based on the method of inter-cavity heterodyning of the optical signal is described. The results of measurements of the longitudinal component of linear velocity of rotating diffuse target 100 meters high in atmosphere are given. The relative error of velocity measurement is estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 37—39 (1989):

УДК 621. 382.2.029

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЯЗИ МОМ-ДИОДА С ПАДАЮЩИМ ГАУССОВЫМ ПУЧКОМ**

Ю. О. АВЕТИСЯН, А. А. БАРСЕГЯН, А. О. МАКАРЯН, Т. Р. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 апреля 1988 г.)

Найдена доля падающей мощности пучка, выделяемая на точечном МОМ-диоде, встроенном в параболоцилиндрическую антенну. Исследуется влияние фокусировки на эффективность связи пучка с диодом.

Известно, что контактная игла точечного металл-окисел-металл (МОМ) диода обладает направленными антенными свойствами только в  $E$ -плоскости, образованной контактной провололочкой и волновым вектором падающего излучения [1]. Для достижения высокой эффективности связи диода с падающим пучком гауссового профиля интенсивности необходимо, чтобы сечение главного лепестка диаграммы направленности (ДН) антенны имело форму круга. Близкая к требуемой ДН получается, когда по-

4. Казарян Р. А., Мнацаканян Т. А. Квантовая электроника, 3, 14 (1987).  
 5. Рябов С. Г., Горюшкин Г. Н., Усольцев Н. Ф. Приборы квантовой электроники. Изд. Советское радио, М., 1976.

**ԱՌԱՐԿԱՅԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ԲԱՂԱԳՐԻՉԻ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ  
 ՄԹՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ՆԵՐՈՒԵԶՈՆԱՏՈՐԱՅԻՆ ՀԵՏԵՐՈՒԻԿԱՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ**

Ս. Ս. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Տ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ

Բերված են արագության ինֆրակարմիր լազերային դոպլերյան շափիչի (Ա 1 Դ 2) ազնուության մթնոլորտում 100 մ հեռավորության վրա տեղադրված դիֆուզ ցրող պտտվող թիրախի արագության երկայնական բաղադրիչի շափման արդյունքները: Կիրառված է թիրախից հետ ցրված լուսային ազդանշանի ընդունման ներոնդոնատորային հղանակ, որի դեպքում այդ ազդանշանը նորից մտցվում է լազերի ուղղանտորի մեջ: Այնուհետև մեջ կրկնակի անցումից և ուժեղացվելուց հետո փոխազդում է նույն լազերի հենակային ճառագայթի հետ: Գնահատված է արագության շափման հարաբերական սխալը:

**ESTIMATION OF THE LONGITUDINAL COMPONENT OF THE VELOCITY OF AN OBJECT IN ATMOSPHERE BY MEANS OF INTERCAVITY HETERODYNING**

S. S. GASPARYAN, T. A. MNATSAKANYAN

The operation of a model of laser velocity meter based on the method of inter-cavity heterodyning of the optical signal is described. The results of measurements of the longitudinal component of linear velocity of rotating diffuse target 100 meters high in atmosphere are given. The relative error of velocity measurement is estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 37—39 (1989):

УДК 621. 382.2.029

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЯЗИ МОМ-ДИОДА С ПАДАЮЩИМ ГАУССОВЫМ ПУЧКОМ**

Ю. О. АВЕТИСЯН, А. А. БАРСЕГЯН, А. О. МАКАРЯН, Т. Р. МАРТИРОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 апреля 1988 г.)

Найдена доля падающей мощности пучка, выделяемая на точечном МОМ-диоде, встроенном в параболоцилиндрическую антенну. Исследуется влияние фокусировки на эффективность связи пучка с диодом.

Известно, что контактная игла точечного металл-окисел-металл (МОМ) диода обладает направленными антенными свойствами только в  $E$ -плоскости, образованной контактной провололочкой и волновым вектором падающего излучения [1]. Для достижения высокой эффективности связи диода с падающим пучком гауссового профиля интенсивности необходимо, чтобы сечение главного лепестка диаграммы направленности (ДН) антенны имело форму круга. Близкая к требуемой ДН получается, когда по-

зади контактной иглы диода располагается уголковое [2] или параболическое зеркало.

В настоящей работе приводятся результаты исследования связи гауссового пучка с точечным  $W-NiO-Ni$  диодом, встроенным в параболическую антенну. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение лампы ОВ-68 на длине волны 2 мм модулируется

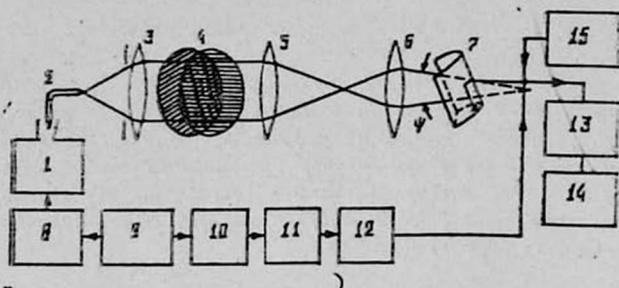


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1—лампа ОВ-68, 2—диэлектрический волновод, 3—тефлоновая линза, 4—поляризационный аттенюатор, 5 и 6—парафиновые линзы, 7—параболическая антенна, 8—источник питания, 9—генератор ГЗ-34, 10—инвертор, 11—ВЧ генератор Г4—18, 12—фильтр НЧ, 13—фильтр ВЧ, 14—осциллограф С1—83, 15—источник напряжения смещения.

меандром частотой 100 Гц. Выходной конец диэлектрического волновода 2 располагается в фокусе тефлоновой линзы 3, формирующей параллельный пучок с апертурой  $\sim 30$  мм. Мощность излучения в линии регулируется поляризационным аттенюатором 4. Линзы 5 и 6 служат для получения сходящегося на антенне (с встроенным  $W-NiO-Ni$  диодом) пучка. Конструкция системы антенна-диод аналогична описанной в [3].

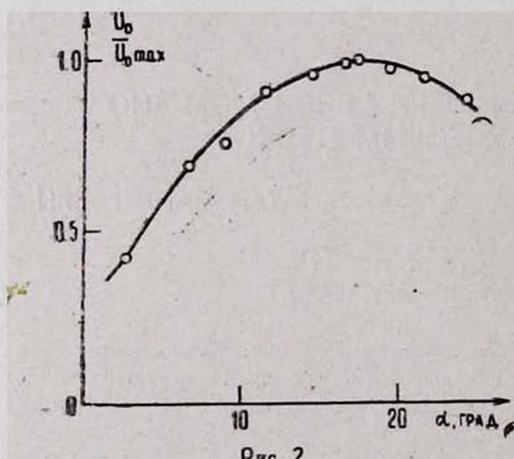


Рис. 2.

При ориентации антенны в направлении главного лепестка ДН исследуется зависимость напряжения, выпрямленного МОМ-диодом  $U_0$  от угла сходимости пучка  $\phi$ . Изменение угла  $\phi$  осуществлялось изменением расстояния между линзами 5 и 6. При этом расстояние от линзы 6 до антенны 7 поддерживалось таким, чтобы ширина пучка совпадала с раскрывом антенны. Как следует из измерений (см. рис. 2) величина  $U_0$ , а следовательно и

связь излучения с диодом получается максимальной при  $\phi = \phi_m = 17,1^\circ$ . Согласно результатам измерений ДН антенны, ширина главного лепестка в плоскостях электрического и магнитного векторов составляет  $17,4$  и  $16,2^\circ$  соответственно. Таким образом, наиболее эффективная связь излучения с диодом получается, когда угол сходимости пучка примерно равен ширине главного лепестка ДН антенны.

Величиной, характеризующей эффективность связи излучения с диодом является  $\eta = P_g/P_o$ , где  $P_g$ —мощность, выделяемая на диоде,  $P_o$ —мощность падающего на диод излучения. Измерение  $P_g$  проводится следующим образом. В паузах между импульсами микроволнового излучения на  $W-NiO-Ni$ -диод подаются колебания ВЧ генератора на частоте 0,1 МГц. Амплитуда колебаний  $U_m$  подбирается так, чтобы выпрямленное напряжение ВЧ колебания и микроволнового излучения были одинаковы. При этом пренебрегая действием емкости, шунтирующей туннельный переход МОМ-диода, можно считать, что мощности микроволнового излучения  $P_g$  и ВЧ колебаний  $P_1$  на диоде совпадают.

Таким образом, измеряя напряжение  $U_m$  и дифференциальное сопротивление диода  $R_g$  можно определить  $P_1 = U_m^2/2R_g$ , а следовательно и  $P_g$ . Для измерения мощности падающего на диод излучения нами использовался предварительно откалиброванный полостной пироэлектрический приемник. Согласно измерениям при оптимальной фокусировке пучка (угол сходимости  $\psi = \psi_m$ ) величина  $\eta$  составляет  $0,46 \pm 0,10$ . Относительно высокая ошибка определения  $\eta$  обусловлена неточностью измерения мощности пироэлектрическим датчиком.

Результаты проведенного исследования свидетельствуют о том, что при оптимальной фокусировке пучка параболоцилиндрическая антенна обеспечивает удовлетворительную связь излучения с точечным МОМ-диодом.

В заключение отметим, что вышеприведенные результаты справедливы как для МОМ-диодов, так и для любых точечных диодных структур.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mattarrese L. M., Evenson K. M. Appl. Phys. Lett., 17, 8 (1970).
2. Krautle H., Sauter E., Schulz G. V. Infrared Phys., 17, 477 (1977).

#### ԸՆԿՆՈՂ ԳԱՌՆՍՅԱՆ ՓՆՋԻ ՀԵՏ ՄՕՄ ԴԻՈԴԻ ԿԱՊԻ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Հ. Հ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Տ. Ռ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտվել է պարաբոլալինային անտենայում տեղադրված կետային  $W-NiO-Ni$  դիոդի կապի էֆեկտիվությունը ընկնող գառայան փնջի հետ: Ուսումնասիրված է փնջի ֆոկուսացման ազդեցությունը դիոդի հետ ճառագայթման կապի էֆեկտիվության վրա: Զափումներից պարզվել է, որ փնջի օպտիմալ ֆոկուսացման դեպքում ընկնող ճառագայթման հզորության 46%-ը անըտվում է դիոդի վրա

#### AN INVESTIGATION OF COUPLING EFFICIENCY BETWEEN MOM-DIODE AND INCIDENT GAUSSIAN BEAM

Yu. H. AVETISYAN, H. H. BARSEGYAN, A. H. MAKARYAN,  
T. R. MARTIROSYAN

The coupling efficiency between a MOM-diode inserted in a parabolic-cylindrical antenna, and Gaussian beam was investigated. The influence of beam focusing on the coupling efficiency between the diode and beam was studied. It was obtained that for optimum focusing up to 46 per cent of the incident beam power was released on the diode.

УДК 537.226

РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ  $CdS$   
ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА

А. С. МЕЛКОНЯН, А. А. ДУРГАРЯН

Ереванский государственный университет

Р. П. ВАРДАПЕТЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 января 1988 г.)

Методом амплитуднозависимого внутреннего трения и избирательного травления исследовано размножение дислокаций в кристаллах  $CdS$ . При освещении кристаллов наблюдалось увеличение поглощения ультразвука и уменьшение дефекта модуля упругости.

При возбуждении в кристаллах ультразвуковых колебаний, начиная с некоторого порогового значения амплитуды, происходит интенсивное размножение дислокаций [1, 2]. В настоящей работе сообщаются результаты исследования методом внутреннего трения (ВТ) размножения дислокаций в кристаллах  $CdS$  и влияния свежих дислокаций на коэффициент ВТ и динамический модуль упругости.

Исследования проводились на выращенных из расплава специально нелегированных высокоомных монокристаллах  $CdS$  с темновым удельным сопротивлением  $3,7 \cdot 10^{12}$  Ом.см. Коэффициент поглощения ультразвука  $\Delta$  и дефект модуля упругости  $\Delta E/E$  измерялись методом резонанса-антирезонанса [3] с помощью составного вибратора, колеблющегося на частоте  $\sim 10^5$  Гц. Освещение проводилось галогеновой лампой накаливания КГМ мощностью 80 Вт. Образцы имели форму параллелепипеда с размерами  $20 \times 5 \times 5$  мм<sup>3</sup>. Длина образцов совпадала с оптической осью  $C_6$ .

После механической шлифовки, полировки и химического травления раствором  $CrO_3$  в  $HCl$  определялась плотность дислокаций на боковых гранях ( $10\bar{1}0$ ), равная  $\approx 4,5 \cdot 10^4$  см<sup>-2</sup>. Далее образцы приклеивались к кварцевому вибратору и проводилось измерение  $\Delta$  и  $\Delta E/E$  в зависимости от амплитуды ультразвуковой деформации  $\varepsilon$ .

Как видно из рис. 1 (кривые 1 и 2), начиная со значения амплитуды деформации  $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-4}$  происходит резкое увеличение поглощения и уменьшение дефекта модуля, что свидетельствует о начале пластической деформации образца. С целью прямого подтверждения факта размножения дислокаций под действием ультразвука, образец отделялся от вибратора и вновь протравливался. Определенная после этого плотность дислокаций на той же грани ( $10\bar{1}0$ ) составила  $\approx 2 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>.

Проведенные после этого повторные измерения (кривые 3 и 4) выявили значительное увеличение поглощения и дефекта модуля вследствие увеличения плотности дислокаций.

Исследование влияния освещения (при каждом значении амплитуды деформации измерение проводилось в темноте и при освещении; свет включался на короткий промежуток времени, менее минуты; временной интервал между двумя измерениями в темноте был не менее 10 минут)

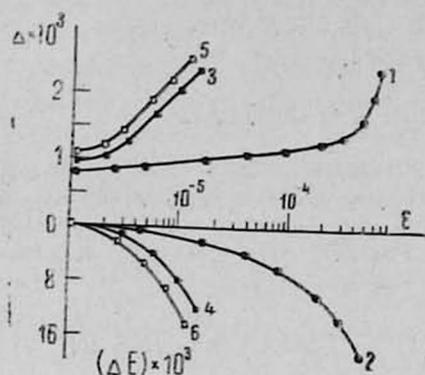


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимости поглощения ультразвука ( $\Delta$ ) и дефекта модуля ( $\Delta E/E$ ) от амплитуды деформации при  $T=300K$ : в темноте—до пластической деформации (1, 2); после пластической деформации (3, 4); при освещении (5, 6).

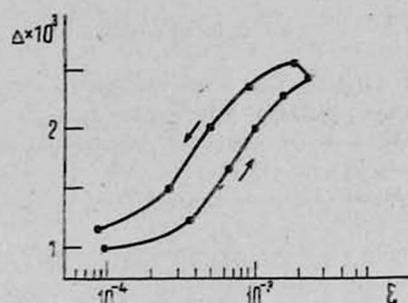


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость поглощения ультразвука от амплитуды деформации при ее увеличении и уменьшении.

на коэффициент поглощения и дефект модуля в пластически деформированных кристаллах  $CdS$  показало (кривые 5 и 6), что освещение увеличивает поглощение ультразвука и уменьшает дефект модуля. Это свидетельствует о том, что при освещении кристалл становится более пластичным, т. е. наблюдается аналог отрицательного фотопластического эффекта [3, 4].

Была исследована также амплитудная зависимость коэффициента ВТ  $\Delta$  при увеличении и последующем уменьшении  $\epsilon$ . Как видно из рис. 2, значения  $\Delta$  при обратном ходе  $\epsilon$  больше, чем при прямом. Наличие гистерезиса свидетельствует о размножении дислокаций вследствие пластической деформации под действием ультразвука сверхпороговой мощности.

Таким образом, установлено, что при возбуждении в исследованных нами кристаллах  $CdS$  ультразвуковых колебаний, начиная с порогового значения амплитуды напряжения ультразвука  $\sigma^0 \approx 3 \cdot 10^7$  дин.см<sup>-2</sup>, происходит интенсивное размножение дислокаций в призматических плоскостях и при освещении наблюдается увеличение поглощения и уменьшение дефекта модуля упругости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Швидковский Е. Г., Тяпунина Н. А., Белозерова Э. П. Кристаллография, 7, 473 (1962).
2. Белозерова Э. П., Тяпунина Н. А., Швидковский Е. Г. Кристаллография, 8, 232 (1963).

3. Швидковский Е. Г., Дургарян А. А. Научные доклады высшей школы, Физико-математические науки, 5, 211 (1958).
4. Осипьян Ю. А., Шихсаидов М. Ш. ФТТ, 15, 3711 (1973).
5. Варданян Р. А., Кравченко В. Я., Осипьян Ю. А. Письма в ЖЭТФ, 40, 248 (1984).

**ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ԲԱԶՄԱՑՈՒՄԸ CdS ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ  
ՈՒՆԻՏՐԱՉԱՅՆԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ**

Հ. Ս. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ, Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Բ. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ

*Աշխատանքում ուսումնասիրված է CdS բյուրեղներում ուլտրաձայնի ազդեցության տակ դիսլոկացիաների բազմացման երևույթը և «խարմ» դիսլոկացիաների ազդեցությունը ներքին շփման և առաձգականության մոդուլի հարաբերական փոփոխության վրա: Դիսլոկացիաների բազմացումը սկսվում է ուլտրաձայնի ամպլիտուդի  $\sigma^0 \approx 3.107$  դին/սմ<sup>2</sup> արժեքից: Առումնասիրված CdS բյուրեղներում դիտվում է բացասական ֆոտոպլաստիկ էֆեկտ:*

**ULTRASONIC MULTIPLICATION OF DISLOCATIONS IN  
CdS SINGLE CRYSTALS**

H. S. MELKONYAN, A. H. DURGARYAN, R. P. VARDAPETYAN

The influence of ultrasonic multiplication of dislocations in CdS single crystals on the attenuation and Young modulus was investigated. During the illumination of CdS samples, the negative photoplasticity effect was observed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 42—46 (1989)

УДК 551.501.8;551.578.2

**АНОМАЛЬНОЕ РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ  
ОТ ЧАСТИЦ ЛЬДА В ОБЛАКЕ В «ОКНЕ»  
ПРОЗРАЧНОСТИ ЛЬДА 0,3—0,8 мм\***

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 24 октября 1987 г.)

Показано, что возникновение частиц льда в облаке можно обнаружить по радиолокационному отражению в субмиллиметровом диапазоне, где у льда имеется «окно» прозрачности по показателю поглощения для длины волн 0,3—0,8 мм. Расчеты показывают, что «сверхкрупные» капли в облаке при переходе в ледяное состояние увеличивают коэффициент радиолокационного отражения в «окне», более чем на два порядка, что может служить индикатором начала градообразовательного процесса в облаке.

Известно, что у льда нет полосы поглощения в микроволновой области спектра. Имеется только полоса от 1 до 100 км, которую трудно использовать для целей обнаружения льда в облаке. Однако у льда имеется

\* Из доклада автора на Всесоюзном семинаре по физике образования градовых процессов и активных воздействий на них. Нальчик, 15—16 октября, 1987 г.

3. Швидковский Е. Г., Дургарян А. А. Научные доклады высшей школы, Физико-математические науки, 5, 211 (1958).
4. Осипьян Ю. А., Шихсаидов М. Ш. ФТТ, 15, 3711 (1973).
5. Варданян Р. А., Кравченко В. Я., Осипьян Ю. А. Письма в ЖЭТФ, 40, 248 (1984).

**ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ԲԱԶՄԱՑՈՒՄԸ CdS ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ  
ՈՒՆԻՏՐԱԶԱՅՆԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ**

Հ. Ս. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ, Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Բ. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ

*Աշխատանքում ուսումնասիրված է CdS բյուրեղներում ուլտրաձայնի ազդեցության տակ դիսլոկացիաների բազմացման երևույթը և «խարմ» դիսլոկացիաների ազդեցությունը ներքին շփման և առաձգականության մոդուլի հարաբերական փոփոխության վրա: Դիսլոկացիաների բազմացումը սկսվում է ուլտրաձայնի ամպլիտուդի  $\sigma^0 \approx 3.107$  դին/սմ<sup>2</sup> արժեքից: Ուսումնասիրված CdS բյուրեղներում դիտվում է բացասական ֆոտոպլաստիկ էֆեկտ:*

**ULTRASONIC MULTIPLICATION OF DISLOCATIONS IN  
CdS SINGLE CRYSTALS**

H. S. MELKONYAN, A. H. DURGARYAN, R. P. VARDAPETYAN

The influence of ultrasonic multiplication of dislocations in CdS single crystals on the attenuation and Young modulus was investigated. During the illumination of CdS samples, the negative photoplasticity effect was observed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 42—46 (1989)

УДК 551.501.8;551.578.2

**АНОМАЛЬНОЕ РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ  
ОТ ЧАСТИЦ ЛЬДА В ОБЛАКЕ В «ОКНЕ»  
ПРОЗРАЧНОСТИ ЛЬДА 0,3—0,8 мм\***

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 24 октября 1987 г.)

Показано, что возникновение частиц льда в облаке можно обнаружить по радиолокационному отражению в субмиллиметровом диапазоне, где у льда имеется «окно» прозрачности по показателю поглощения для длины волн 0,3—0,8 мм. Расчеты показывают, что «сверхкрупные» капли в облаке при переходе в ледяное состояние увеличивают коэффициент радиолокационного отражения в «окне», более чем на два порядка, что может служить индикатором начала градообразовательного процесса в облаке.

Известно, что у льда нет полосы поглощения в микроволновой области спектра. Имеется только полоса от 1 до 100 км, которую трудно использовать для целей обнаружения льда в облаке. Однако у льда имеется

\* Из доклада автора на Всесоюзном семинаре по физике образования градовых процессов и активных воздействий на них. Нальчик, 15—16 октября, 1987 г.

великолепное «окно» по коэффициенту поглощения—в субмиллиметровом диапазоне, которое, как показывают расчеты [1], можно использовать для этих целей. Очевидно, борьбу с градом необходимо начинать с момента интенсивного роста сверхкрупных капель с переходом этих капель в переохлажденное состояние и покрытием капли ледяной коркой или при переходе сверхкрупных капель непосредственно в лед—ледяную крупу. Оказывается все эти процессы можно зафиксировать, исследуя распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Для этих целей следует использовать именно указанные волны, так как размер сверхкрупных капель в облаках соизмерим с длиной волны зондирующего излучения, где резонансные свойства капель проявляются весьма ярко. Наиболее интересным во всем этом процессе является момент перехода сверхкрупных капель в лед и возможность четкой фиксации этого перехода, о чем и пойдет речь в настоящей работе.

Как известно, во всем микроволновом диапазоне действительная часть комплексного показателя преломления  $n$  льда постоянна и равна 1,78. Что касается мнимой части  $\chi$ , то в длинноволновой части микроволнового диапазона она определяется релаксационной поляризуемостью и рассчитывается по известным формулам Дебая. Релаксационная поляризуемость очень сильно зависит от температуры. С переходом в субмиллиметровый диапазон влияние релаксационной или ориентационной поляризуемости постепенно уменьшается, вместе с тем уменьшается и стремится к нулю величина  $\chi$ . Если функция  $\chi(\lambda)$ , где  $\lambda$ —длина волны, определялась бы только релаксационной поляризуемостью, то никакого «окна»  $\chi(\lambda)$  у льда не наблюдалось бы. Но с переходом в субмиллиметровый диапазон начинает уже играть роль резонансная поляризуемость, и на формирование  $\chi(\lambda)$  начинают оказывать влияние полосы поглощения льда в ИК области спектра (наиболее сильны полосы при 62,0 и 44,8 мкм). Резонансная поляризуемость приводит к тому, что величина  $\chi$ , максимальная в далекой ИК области, постепенно уменьшается с переходом в субмиллиметровую область спектра и опять стремится к нулю. Сложение двух вышеуказанных кривых  $\chi(\lambda)$  (резонансной и релаксационной) приводит к тому, что у кривой  $\chi(\lambda)$  в области 0,3—0,8 мм образуется «окно», изменяющееся с температурой из-за релаксационной поляризуемости и не зависящее от температуры со стороны резонансной поляризуемости.

Используя методику расчета, приведенную в [2], мы рассчитали кривые  $\chi(\lambda)$  льда для диапазона 0,1—10 мм и трех значений температуры: 0°, —10° и —20°C (см. рис. 1). Как следует из рисунка, минимальное значение  $\chi$  в «окне» имеет место при  $t = -20^\circ\text{C}$  и равно  $\chi = 3,678 \cdot 10^{-5}$ . Для  $\lambda = 0,1$  мм имеем  $\chi = 1,059 \cdot 10^{-1}$ , а для  $\lambda = 10$  мм —  $\chi = 1,064 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, различие в величинах  $\chi$ , в «окне» и при  $\lambda = 0,1$  мм, составляет более четырех порядков, а по сравнению с  $\lambda = 10$  мм—около двух порядков. Это различие существенно сказывается при расчетах радиолокационного отражения и ослабления по дифракционной теории Ми. Для сравнения по методике, изложенной в [3, 4], мы рассчитали  $n(\lambda)$  и  $\chi(\lambda)$  для воды в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Используя рассмотренные выше  $n(\lambda)$  и  $\chi(\lambda)$  для льда и воды, распределение капель по размерам для основных типов облаков (всего 14

типов) и двух фракций размеров капель (от 1 до 20 мкм и от 85 до 1500 и более мкм [5—7]), по точным формулам Ми [8, 9] мы рассчитали спектральные коэффициенты: ослабления —  $\Gamma_0(\lambda)$ , рассеяния —  $\Gamma_p(\lambda)$ , поглощения —  $\Gamma_n(\lambda)$  и радиолокационного отражения —  $\Gamma_{рл}(\lambda)$  для 11 значений длин волн из диапазона 0,1 — 10 мм и температур от +20°C до -20°C, через каждые 10°.

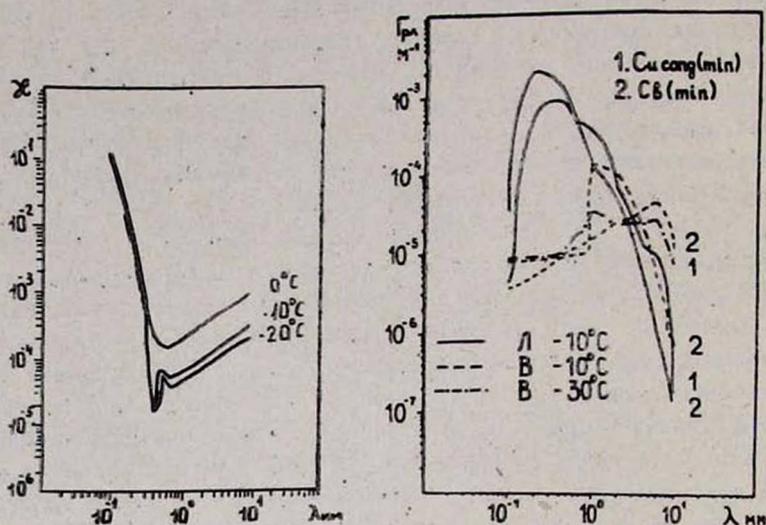


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость мнимой части  $\chi(\lambda)$  комплексного показателя преломления льда от длины волны в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах.

Рис. 2.

Рис. 2. Функция  $\Gamma_{рл}(\lambda)$  для сверхкрупных капель в конвективных облаках в переохлажденном (В) и ледяном (Л) состояниях.

На рис. 2 приводятся рассчитанные нами зависимости  $\Gamma_{рл}(\lambda)$  для конвективных облаков Cu cong (min) и Cb (min), для плотностей  $n^*(r)$  распределения капель по размерам в случае сверхкрупных капель [5—7], находящихся в переохлажденном состоянии при  $t = -10^\circ\text{C}$ , и таких же сверхкрупных капель, превратившихся в лед при  $t = -10^\circ\text{C}$ :  $n = 1,78$ , а  $\chi(\lambda)$  взята из рис. 1. Как следует из рис. 2, кривые  $\Gamma_{рл}(\lambda)$  льда имеют максимумы в области 0,3—0,8 мм и величина  $\Gamma_{рл}$  в максимуме более чем на два порядка превышает аналогичные значения  $\Gamma_{рл}$  для переохлажденной воды. Если сравнить с результатами подобного перехода в сантиметровом диапазоне [4], там это различие не превышает одного порядка. В отличие от сантиметрового диапазона  $\Gamma_{рл}(\lambda)$  в субмиллиметровом диапазоне имеет явно выраженный максимум.

Аналогичное различие наблюдается для дождящих облаков Д-10 и Д-50 [10] (см. рис. 3), в которых размер сверхкрупных капель несколько велик по сравнению с размерами капель для кривых на рис. 2. Как показывают расчеты [1], наибольшее различие перехода вода—лед имеет место в случае, когда максимум  $n^*(r)$  распределения капель по размерам совпадает со значением  $\lambda$  в «окне» прозрачности.

Как известно, в облаке наряду с радиолокационным отражением имеет место поглощение: водяным паром ( $\Gamma_n H_2O(l)$ ), сверхкрупными час-

тицами льда ( $\Gamma_{\text{пал}}(l)$ ), сверхкрупными каплями воды ( $\Gamma_{\text{пвт}}(l)$ ) и водяными каплями с размерами 1—20 мкм ( $\Gamma_{\text{пвл}}(l)$ ). На рис. 4 приводятся кривые  $\Gamma_{\text{рл}}(l)$  уже с учетом поглощения вышеуказанными фракциями облаков для  $D=10$  и  $D=50$  при температуре  $-10^\circ\text{C}$  и облака  $C=5$  (размеры 1—20 мкм). Сплошные кривые соответствуют присутствию в облаке сверхкрупных частиц льда, а пунктирные — сверхкрупных капель воды.

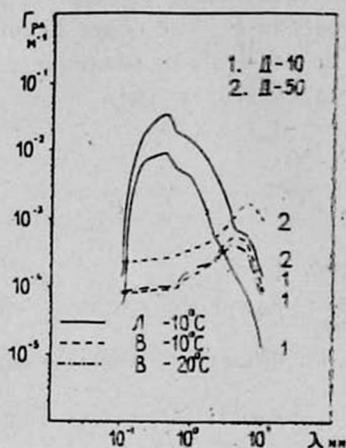


Рис. 3.

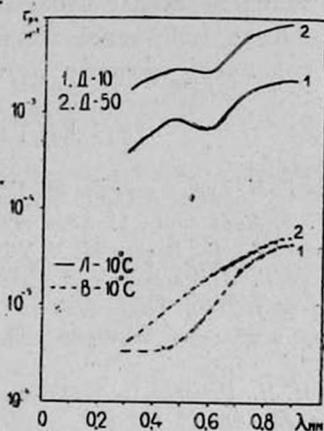


Рис. 4.

Рис. 3. Функция  $\Gamma_{\text{рл}}(\lambda)$  для сверхкрупных капель в дождящих облаках  $D=10$  и  $D=50$  в переохлажденном (В) и ледяном (Л) состояниях.

Рис. 4. Функция  $\Gamma_{\text{рл}}(\lambda)$  с учетом поглощения в облаке: 1 —  $D=10$ , 2 —  $D=50$  и сверхкрупных частиц льда (Л) — сплошная кривая, сверхкрупных капель воды (В) — пунктирная кривая.

Известно, что поглощение радиолокационного отражения только в облаке учитывается по формуле  $\Gamma_{\text{рл}} = \Gamma_{\text{рл}}^* \cdot \exp(-2\Gamma_{\text{п}}(l)l)$ , где  $\Gamma_{\text{рл}}^*$  — коэффициент радиолокационного отражения без поглощения в единицах  $M^{-1}$ ,  $\Gamma_{\text{п}}(l)$  — обобщенный коэффициент поглощения в тех же единицах,  $l$  — длина пути проникновения излучения в облако (в метрах). В качестве  $\Gamma_{\text{п}}(l)$  в случае сплошной кривой взято  $\Gamma_{\text{п}}(l) = (\Gamma_{\text{пвл}}(l) + \Gamma_{\text{пв}20}(l) + \Gamma_{\text{пвл}}(l))$ , а в случае пунктирной —  $\Gamma_{\text{п}}(l) = (\Gamma_{\text{пвл}}(l) + \Gamma_{\text{пв}20}(l) + \Gamma_{\text{пвл}}(l))$ . Для  $l$  взято 300 м, что соответствует длительности импульса радиолокатора в 1 мкс. Как показывает сравнение кривых 1 для  $D=10$ , различие в радиолокационном отражении опять составляет более двух порядков, но это различие больше, чем на рис. 3, где приводятся соответствующие кривые без учета поглощения. Аналогичная картина наблюдается и для облака  $D=50$  (кривые 2), где различие из-за поглощения еще больше. Следовательно, учет поглощения в облаке приводит к увеличению явления аномального радиолокационного отражения. Правда, остается неясным вклад общего рассеяния сверхкрупными каплями и частицами в аномальное радиолокационное отражение, что вместе с учетом поглощения вне облака будет сделано в отдельной работе.

Таким образом, расчеты показали, что при наличии в облаках сверхкрупных капель, когда поглощающие особенности льда в субмиллиметровом диапазоне («окно» по  $\chi$  при 0,3—0,8 мм) и дифракционные

особенности капель рассчитывается по точной формуле Ми, переход капель из жидкого состояния в ледяное или покрытие переохлажденной капли ледяной коркой приводит к увеличению коэффициента радиолокационного отражения более, чем на два порядка. Этого вполне достаточно для уверенной фиксации перехода жидких капель в лед и установления начала градообразовательного процесса в облаке. Существующие до сих пор методы, основанные на наблюдениях в сантиметровом диапазоне, позволяли при таких переходах наблюдать изменения  $\Gamma_{рл}$  не более одного порядка, что было явно недостаточно, тем более, что это различие следует ожидать при очень крупных размерах гидрометеоров [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Айвазян Г. М. Опт. и спектр., 61, 577 (1986).
2. Ray. P. S. Appl. Opt., 11, 1836 (1972).
3. Малышенко Ю. И., Ваксер М. Х. УФЖ, 15, 1496 (1970).
4. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Гидрометеоздат, Л., 1972.
5. Радиация в облачной атмосфере. Под ред. Е. М. Фейгельсон. Гидрометеоздат, Л., 1981.
6. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака, строение и физика образования. Гидрометеоздат, Л., 1983.
7. Pruppacher H. R., Klett. I. D. Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel Publish. Co., 1978.
8. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, М., 1951.
9. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами, Изд. Мир, М., 1971.
10. Кондратьев К. Я., Биненко В. И. Влияние облачности на радиацию и климат. Гидрометеоздат, Л., 1984.

### ԱՄՊԵՐՈՒՄ ՍԱՌՈՒՅՑԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻՑ ԱՆՈՄԱԼ ՌԱԴԻՈԼՈԿԱՑԻՈՆ ԱՆԿՐԱԿԱՐՁՈՒՄԸ ՍԱՌՈՒՅՑԻ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅԱՆ «ՊԱՏՈՒՀԱՆՈՒՄ» 0,3—0,8 մմ-ի ՎՐԱ

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ամպերում սառույցի մասնիկների առաջացումը կարելի է հայտնաբերել ըստ ռադիոլոկացիոն անդրադարձման ենթամիլիմետրանոց տիրույթում, որտեղ սառույցը ունի Թափանցելիության «պատուհան» ըստ կլանման գործակցի 0,3—0,8 մմ երկարության ալիքների համար: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ գերխոշոր կաթիլները ամպերում սառույցի վիճակին անցնելիս մեծացնում են ռադիոլոկացիոն անդրադարձման գործակիցը «պատուհանում» ավելի քան երկու կարգով, որը և կարող է ծառայել ամպերում կարկառու լայցման պրոցեսի սկզբնավորման ինդիկատոր:

### ABNORMAL RADAR BACKSCATTERING FROM ICE PARTICLES IN A CLOUD IN ICE TRANSPARENCY „WINDOW“ RANGING FROM 0.3 TO 0.8 mm

H. M. AJVAZIAN

It is shown, that the formation of ice particles in clouds could be detected by radar backscattering in the submillimeter band 0.3—0.8 mm, where the ice has a transparency „window“ for the absorption coefficient. Calculations show, that at the transition of super-large droplets into ice, the factor of radar backscattering in the transparency „window“ increases by more than two orders of magnitude, and this may serve as an indication of hail formation in the cloud.

УДК 534.512.1:539.122

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА В  $CdS$  ( $Fe^{57}$ )Р. П. ВАРДАПЕТЯН, С. И. РЕЙМАН, Ю. Н. ИВАНОВ,  
Э. М. АРУТЮНЯН, Т. В. САРКИСЯНИнститут прикладных проблем физики АН АрмССР  
(Поступила в редакцию 4 января 1988 г.)Методом мессбауэровской спектроскопии исследованы сверхтонкие взаимодействия в кристаллах  $CdS$ , содержащих примесь железа.

В настоящей работе сообщаются первые результаты исследования методом мессбауэровской спектроскопии сверхтонких взаимодействий на ядрах примесных атомов железа в сульфиде кадмия.

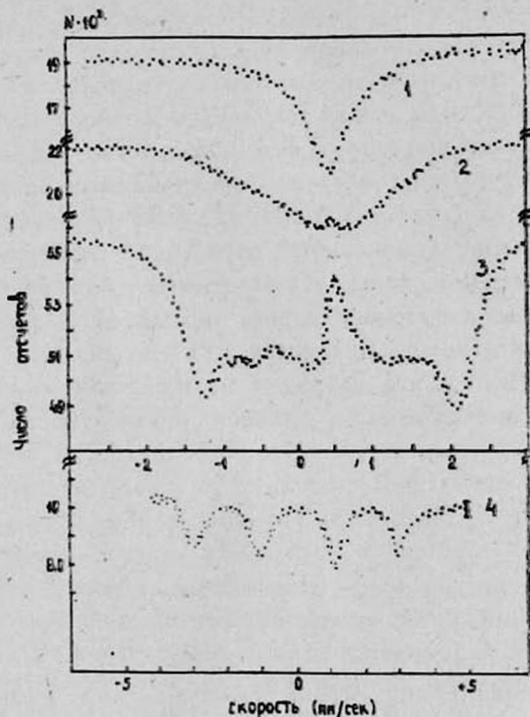


Рис. 1.

Рис. 1. Мессбауэровские спектры поглощения поликристаллического  $CdS$  (0,3 вес. %  $Fe^{57}$ ) при 273 К (1), 77 К (2), 4,2 К (3) и монокристаллического  $CdS$  (0,2 вес. %  $Fe^{57}$ ) при наложении ВЧ поля с частотой 17 МГц (4).  
 $T = 300$  К, источник —  $Co^{57}$  (Cr).

Большая часть сведений об электронной структуре железа в  $CdS$  получена методом ЭПР [1]. Предполагается, что в  $CdS$  железо присутствует

как изовалентная примесь в  $3d^6$ -конфигурации, замещающая двухвалентный кадмий и образуя в середине запрещенной зоны уровень с энергией 1,2 эВ, являющийся ловушкой как для электронов, так и для дырок. Для наблюдения сигнала ЭПР  $Fe^{+2}$  переводился в  $Fe^{+3}$  ( $3d^5$ ) путем освещения образца при низких температурах [2], отжига в парах серы [3] или гамма-облучения [4]. Исследование эффекта Мёссбауэра может дать дополнительную информацию о волновой функции примесного атома, что, в частности, расширит возможности интерпретации спектров ЭПР.

Монокристаллы  $CdS$  ( $Fe^{57}$ ) были выращены в ИФТТ АН СССР по методу Бриджмена из расплава легированием в исходную шихту порошком предварительно синтезированного  $FeS$ . Синтез  $FeS$  проводился спеканием в вакууме железа, обогащенного изотопом  $Fe^{57}$  (95%), и серы марки «ос. ч. 19—5». В нашем распоряжении имелись два монокристалла  $CdS$  с содержанием железа 0,2 и 0,3 вес. %. Первый был высокоомным ( $\rho > 10^9$  Ом·см) и фоточувствительным, второй—низкоомным ( $\rho \approx 10$  Ом·см).

На рис. 1 представлены мёссбауэровские спектры при 4,2, 77 и 273 К поликристаллического поглотителя, приготовленного из низкоомного кристалла (спектры другого образца качественно идентичны приведенным). Источник— $Co^{57}$  ( $Pd$ ), детектор—резонансный счетчик  $FeAl$ .

При 273 К одиночные линии поглощения как высокоомного, так и низкоомного  $CdS$  имеют почти одинаковые значения изомерного сдвига (соответственно  $0,93 \pm 0,02$  и  $0,94 \pm 0,02$  мм/с.) относительно нитропрусида натрия, но разные ширины— $0,40 \pm 0,02$  и  $0,51 \pm 0,02$  мм/с. При 77 К изомерные сдвиги увеличиваются до  $1,04 \pm 0,02$  мм/с и резонансные линии расщепляются на дублеты с  $\Delta E = 0,28 \pm 0,03$  мм/с (высокоомный образец) и  $0,43 \pm 0,03$  мм/с (низкоомный образец). С понижением температуры до 4,2 К изомерные сдвиги увеличиваются до  $1,06 \pm 0,03$  мм/с. Полученные величины изомерного сдвига находятся в граничной области между значениями изомерных сдвигов [5] солей  $Fe^{+2}$  (1,0—1,8 мм/с) и  $Fe^{+3}$  (0,4—0,9 мм/с), что наряду с малым значением квадрупольного расщепления свидетельствует о сильной ковалентности связи.

В мёссбауэровских спектрах образцов при 4,2 К обнаружена сверхтонкая структура магнитной природы. Как известно, полупроводниковые соединения  $A^2B^6$ , в которых часть катионов заменена ионами переходных металлов, входят в так называемый класс полумагнитных полупроводников, обладающих интересными магнитными и оптическими свойствами. Температурная зависимость магнитной восприимчивости большинства из них при  $T > 77$  К подчиняется закону Кюри-Вейсса, однако при низких температурах в соединении  $Cd_{1-x}Fe_xSe$  ( $x = 0,1$ ), например, обнаружен парамагнетизм ван-Флекковского типа [6].

Для выяснения природы магнетизма в наших кристаллах в диапазоне 4—50 К с помощью сквид-магнитометра была измерена температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристаллического образца, изготовленного из низкоомного кристалла. Приведенные на рис. 2 результаты этих исследований свидетельствуют о наличии в исследованном образце ларморовского парамагнетизма.

Было изучено также влияние высокочастотного электрического поля на мёссбауэровский спектр поглощения монокристаллической пластины

толщиной 0,13 мм, вырезанной из высокоомного кристалла перпендикулярно гексагональной оси. Напряжение подавалось на образец с помощью напыленных на поверхности (001) индиевых контактов. Мёссбауэровский спектр (рис. 1) кроме основной линии, интенсивность которой уменьшается, содержит сателлиты, что свидетельствует об эффективном взаимодей-

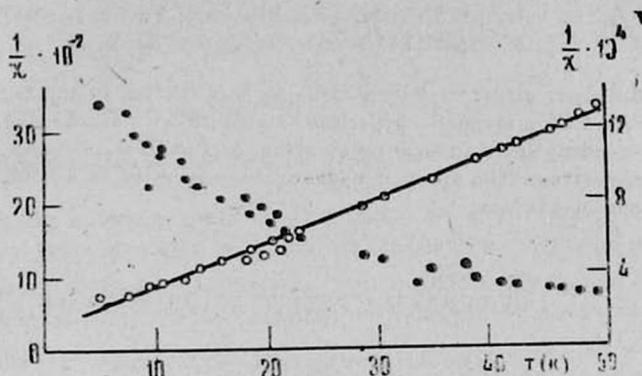


Рис. 2.

Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости (черные точки) и обратной восприимчивости (белые точки) монокристаллического образца  $CdS$  (0,3 вес. %  $Fe$ ):

ствии резонансных гамма-квантов с генерируемыми в пластине ультразвуковыми колебаниями [7, 8]. Это обстоятельство, как показано в [8], может быть использовано для исследования объемных акустоэлектрических эффектов в  $CdS$  с помощью эффекта Мёссбауэра.

Авторы глубоко признательны Ю. А. Осипьяну, М. П. Кулакову, А. Р. Мкртчяну и Л. А. Кочаряну за поддержку этих исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тайтл Р. С. В книге: «Физика и химия соединений  $A^2B^6$ », под ред. С. А. Медведева. Изд. Мир, М., 1970, с. 209—246.
2. Lambe J., Kikuchi C. Phys. Rev. Lett., 3, 276 (1959).
3. Somorjai G. A. Title R. S. J. Phys. Chem., 68, 3907 (1964).
4. Галушка А. П., Белозерова Л. В., Шульга С. Э. ВАНТ, Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, вып. 3 (22), 51 (1982).
5. Данон И. В книге: «Химические применения мёссбауэровской спектроскопии», под ред. В. И. Гольданского, Л. М. Крижанского и В. В. Храпова. Изд. Мир, М., 1970, с. 130—212.
6. Lewicki A., Spalek J., Mycielski A. J. Phys., C, 20, 2005 (1987).
7. Rubi S. L., Bolef D. I. Phys. Rev. Lett., 5, 5 (1960).
8. Vardapetyan R. P. Mkrtychyan A. H. Sol. St. Comm., 60, 357 (1986).

#### ՄՅՈՍՐԱՈՒԵՐԻ ԵՐԵՎՈՒՅՔԸ $CdS$ ( $Fe^{57}$ )-ՈՒՄ

Ռ. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ս. Ի. ՌԵՅՄԱՆ, ՅՈՒ. Ե. ԻՎԱՆՈՎ,  
Է. Մ. ՉԱՐՈՒՔՅՈՒՆՅԱՆ, Տ. Վ. ՍԱՐԴՅԱՆ

Հետազոտվել է Մյուսրաուերի երևույթը  $Fe^{57}$  իզոտոպով լեզիրացված  $CdS$  բյուրեղներում: Սենյակային ջերմաստիճանում կլանման սպեկտրը միայնակ դիտ է: Հեղուկ ազոտի ջերմաս-

տիճանում այն ներգրվում է դուբլետի, իսկ հելիումի ջերմաստիճանում ձևոր է բերում մագնիսական բնույթի գերնուրբ կառուցվածք: Միաբյուրեղային կլանիչի վրա բարձր հաճախային դաշտը կիրառելու դեպքում սպեկտրում դիտվում է եզրային սատելիտների առաջացում:

## THE MOSSBAUER EFFECT IN $CdS (Fe^{57})$

R. P. VARDAPETYAN, S. I. REIMAN, Yn. N. IVANOV  
E. M. HARUTYUNYAN, T. V. SARKISYAN

The Mössbauer effect in  $Fe^{57}$  doped  $CdE$  is studied in the temperature range of 4.2-273 K. At 4.2K a magnetic hyperfine structure with  $H \approx 88$  Koe is observed, at 77K a small quadrupole splitting takes place, and at 273K a single absorption line is seen in the spectrum. The study of magnetic susceptibility at 4.2-50K reveals a Larmor type of paramagnetism.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 50 (1989)

УДК 621.396.67

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ РАДИОТЕРМОМЕТР ДЛЯ СВЧ ТЕРМОГРАФИИ

А. Г. ГУЛЯН, Э. А. НАГДАЛЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

В последнее время радиометрические приемники СВЧ нашли широкое применение в медико-биологических исследованиях для измерения интенсивности глубинного теплового радиоизлучения биологических объектов, являющегося функцией его физической температуры. Основными требованиями, предъявляемыми к таким приемникам, являются высокая точность измерений, большая глубина проникновения (в зависимости от конкретной задачи) и максимальная разрешающая способность. Во многом эти требования являются взаимосвязанными и взаимоисключающими. Поэтому на практике в каждом данном случае приходят к компромиссу при выборе рабочих параметров радиометра.

В настоящей работе описана конструкция известного в радиоастрономии двухэлементного радиоинтерферометра, позволяющего принципиально повысить разрешающую способность измерений и чувствительность к глубинному излучению биообъекта. Сравнительные измерения показали улучшение чувствительности к излучению глубинных слоев в 2—3 раза по отношению к одноканальному радиометру.

Иллюстраций 1 Библиографий 7.

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ

Регистрационный номер № 7628-В87 Деп. от 29 октября 1987 г.

տիճանում այն ներդրում է դրսևորել, իսկ հելիումի ջերմաստիճանում ձևոր է բերում մագնիսական բնույթի գերնորր կառուցվածք: Միաբյուրեղային կլանիչի վրա բարձր հաճախային դաշտը կիրառելու դեպքում սպեկտրում դիտվում է եզրային սատելիտների առաջացում:

## THE MOSSBAUER EFFECT IN $CdS$ ( $Fe^{57}$ )

R. P. VARDAPETYAN, S. I. REIMAN, Yn. N. IVANOV  
E. M. HARUTYUNYAN, T. V. SARKISYAN

The Mössbauer effect in  $Fe^{57}$  doped  $CdE$  is studied in the temperature range of 4.2-273 K. At 4.2K a magnetic hyperfine structure with  $H \approx 88$  Koe is observed, at 77K a small quadrupole splitting takes place, and at 273K a single absorption line is seen in the spectrum. The study of magnetic susceptibility at 4.2-50K reveals a Larmor type of paramagnetism.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 1, 50 (1989)

УДК 621.396.67

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ РАДИОТЕРМОМЕТР ДЛЯ СВЧ ТЕРМОГРАФИИ

А. Г. ГУЛЯН, Э. А. НАГДАЛЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

В последнее время радиометрические приемники СВЧ нашли широкое применение в медико-биологических исследованиях для измерения интенсивности глубинного теплового радиоизлучения биологических объектов, являющегося функцией его физической температуры. Основными требованиями, предъявляемыми к таким приемникам, являются высокая точность измерений, большая глубина проникновения (в зависимости от конкретной задачи) и максимальная разрешающая способность. Во многом эти требования являются взаимосвязанными и взаимоисключающими. Поэтому на практике в каждом данном случае приходят к компромиссу при выборе рабочих параметров радиометра.

В настоящей работе описана конструкция известного в радиоастрономии двухэлементного радиоинтерферометра, позволяющего принципиально повысить разрешающую способность измерений и чувствительность к глубинному излучению биообъекта. Сравнительные измерения показали улучшение чувствительности к излучению глубинных слоев в 2—3 раза по отношению к одноканальному радиометру.

Иллюстраций 1 Библиографий 7.

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ

Регистрационный номер № 7628-В87 Деп. от 29 октября 1987 г.

УДК 535.375

## АНИЗОТРОПНОЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ В КРИСТАЛЛАХ $LiTaO_3:Cu$ С ИЗБЫТКОМ ЛИТИЯ

К. Г. БЕЛАБАЕВ, И. Н. КИСЕЛЕВА

Кировяканский химический завод им. А.А. Мясникяна

В настоящее время в кристаллах класса  $3m$ , к которым относится танталат лития, обнаружен ряд нелинейных оптических эффектов, связанных с возбуждением фотогальванических токов. Было показано, что характеристики эффектов существенно зависят от некоторых оптических констант кристалла, например, естественного двулучепреломления. Последнее можно изменять как температурой, так и условиями его выращивания.

В работе приведены результаты исследования анизотропного светоиндуцированного рассеяния в кристаллах  $LiTaO_3:Cu$ , выращенных из шихты с различным содержанием лития. Обнаружена возможность управления угловым положением рассеянного в кристаллах света путем воздействия на его двулучепреломление вариацией состава кристалла и изменением температуры образца.

Показано, что избыток лития, введенный в кристаллы  $LiTaO_3:Cu$  в количестве от 0,01 до 0,06 вес. %, позволяет изменить двулучепреломление кристалла от  $3,7 \cdot 10^{-3}$  до  $1,8 \cdot 10^{-3}$  и угол раствора конуса светоиндуцированного рассеяния от  $6,3^\circ$  до  $4,2^\circ$ .

Иллюстраций 3. Библиографий 11.

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный номер № 8505-В87 Деп. от 3 декабря 1987

УДК 621.382

## ЧЕТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В БАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Как известно, при освещении  $p$ - $n$ -перехода сильно поглощаемым светом со стороны боковой поверхности, под воздействием магнитного поля, вектор индукции которого направлен вдоль линии пересечения  $p$ - $n$ -перехода с освещаемой поверхностью, имеет место фотоэлектромагнитный эффект в  $p$ - $n$ -переходе. При этом, в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля фототок через  $p$ - $n$ -переход или увеличивается, или уменьшается (нечетный эффект).

УДК 535.375

## АНИЗОТРОПНОЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ В КРИСТАЛЛАХ $LiTaO_3:Cu$ С ИЗБЫТКОМ ЛИТИЯ

К. Г. БЕЛАБАЕВ, И. Н. КИСЕЛЕВА

Кироваканский химический завод им. Ал. Мясникяна

В настоящее время в кристаллах класса  $3m$ , к которым относится танталат лития, обнаружен ряд нелинейных оптических эффектов, связанных с возбуждением фотогальванических токов. Было показано, что характеристики эффектов существенно зависят от некоторых оптических констант кристалла, например, естественного двулучепреломления. Последнее можно изменять как температурой, так и условиями его выращивания.

В работе приведены результаты исследования анизотропного светоиндуцированного рассеяния в кристаллах  $LiTaO_3:Cu$ , выращенных из шихты с различным содержанием лития. Обнаружена возможность управления угловым положением рассеянного в кристаллах света путем воздействия на его двулучепреломление вариацией состава кристалла и изменением температуры образца.

Показано, что избыток лития, введенный в кристаллы  $LiTaO_3:Cu$  в количестве от 0,01 до 0,06 вес. %, позволяет изменить двулучепреломление кристалла от  $3,7 \cdot 10^{-3}$  до  $1,8 \cdot 10^{-3}$  и угол раствора конуса светоиндуцированного рассеяния от  $6,3^\circ$  до  $4,2^\circ$ .

Иллюстраций 3. Библиографий 11.

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный номер № 8505-В87 Деп. от 3 декабря 1987

УДК 621.382

## ЧЕТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В БАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Как известно, при освещении  $p$ - $n$ -перехода сильно поглощаемым светом со стороны боковой поверхности, под воздействием магнитного поля, вектор индукции которого направлен вдоль линии пересечения  $p$ - $n$ -перехода с освещаемой поверхностью, имеет место фотоэлектромагнитный эффект в  $p$ - $n$ -переходе. При этом, в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля фототок через  $p$ - $n$ -переход или увеличивается, или уменьшается (нечетный эффект).

В настоящей работе рассматривается влияние магнитного поля на фототок барьерной структуры цилиндрической формы, когда направления освещения и индукции магнитного поля совпадают с осью цилиндра. Путем решения уравнения непрерывности, с учетом влияния магнитного поля, получены выражения для фототока короткого замыкания барьерной структуры. Показано, что фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля, и что это явление не меняется при изменении направления вектора индукции на противоположное (четный магнитный фотоэффект). Показано также, что в барьерной структуре цилиндрической формы четный магнитный фотоэффект проявляется сильнее, чем в  $p-n$ -переходе с плоской поверхностью раздела между областями.

Иллюстраций 2. Библиографий 3.

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный номер № 435-В88 Деп. от 19 января 1988 г.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
ФИЗИКА

## СОДЕРЖАНИЕ

К. В. Арутюнян. Взаимодействие волн с трехуровневой резонансной средой с моментами количества движения $1/2$ . . . . .	3
Г. С. Манасян, С. М. Саркисян. Узкополосный лазер на красителе: эффективная система генератор—усилитель . . . . .	8
А. Х. Хачатрян, А. А. Акопян. Профили линии поглощения в полупространстве . . . . .	14
В. С. Сардарян, Ж. Е. Сибатян. О дифракции света на акустической волне . . . . .	19
В. Э. Арутюнян, К. Н. Кочарян, Р. М. Мартиросян, А. П. Гесь. Антиферромагнитный резонанс в $SmFeO_3$ . . . . .	21
Г. П. Джогян, Л. Л. Минасян. Усиление без искажения в некогерентном режиме ВКР . . . . .	24
А. А. Варданын, Р. Г. Татевосян. Твердотельный двухполярный усилитель . . . . .	28
Л. М. Мовсисян. Оптимизация значения ускоряемого тока в линейных ускорителях по максимуму КПД . . . . .	30
С. С. Гаспарян, Т. А. Мнацаканян. Оценка продольной компоненты скорости объекта в атмосфере посредством внутриврезонаторного гетеродинамирования . . . . .	34
Ю. О. Аветисян, А. А. Барсемян, А. О. Макарян, Т. Р. Мартиросян. Исследование эффективности связи МОМ—ДИОДА с падающим гауссовым пучком . . . . .	37
А. С. Мелконян, А. А. Дурларян, Р. П. Вардапетян. Размножение дислокации в кристаллах $CdS$ под действием ультразвука . . . . .	40
Г. М. Айвазян. Аномальное радиолокационное отражение от частиц льда в области в «окне» прозрачности льда $0,3-0,8$ мм . . . . .	42
Р. П. Вардапетян, С. И. Рейман, Ю. Н. Иванов. Эффект Мёссбауера в $CdS (Fe^{57})$ . . . . .	47

## РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

А. Г. Гулян, Э. А. Нагдалян. Корреляционный радиотермометр для СВЧ термографии . . . . .	50
К. Г. Белабаев, И. Н. Киселева. Анизотропное светондущиванное рассеяние в кристаллах $LiTaO_3:Cu$ с избытком лития . . . . .	51
Р. Р. Варданын. Четный магнитный фотоэффект в барьерной структуре цилиндрической формы . . . . .	51

Ք Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Կ. Վ. Հարությունյան. Ալիքների փոխազդեցությունը 1/2 շարման քանակի մոմենտ ունեցող եռամակարդակ բեզոնանսային միջավայրի հետ	3
Գ. Ս. Մանասյան, Ս. Մ. Սարգսյան. Նեղշերտ ներկանյութային լազեր. գեներատոր-ուժեղացուցիչ արդյունավետ համակարգ	8
Ա. Խ. Խաչատրյան, Ա. Ա. Հակոբյան. Կլանման գծերի պրոֆիլը հարթ շերտում	14
Վ. Ս. Սարգսյան, Ժ. Ե. Սմբատյան. Ակուստիկ ալիքի վրա լույսի դիֆրակցիայի վերաբերյալ	19
Վ. Է. Հարությունյան, Կ. Ն. Քաչարյան, Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Պ. Գեո. Հակաֆերրոմագնիսական ռեզոնանսը $SmFeO_3$ -ում	21
Գ. Պ. Զոտյան, Լ. Լ. Մինասյան. Ուժեղացում առանց ազավաղման ոչ կոհերենտ ստիպողական ցրման պայմաններում	24
Ա. Ա. Վարդանյան, Ռ. Գ. Թաղևոսյան. Պինդ մարմնային բիպոլյար ուժեղարար	28
Վ. Մ. Մովսիսյան. Գծային արագացուցիչներում արագացվող հոսանքի արժեքների օպտիմալացումն ըստ առավելագույն ՕԳԳ-ի	30
Ս. Ս. Գոսպարյան, Տ. Ա. Մեռցականյան. Առարկայի արագության երկայնական բաղադրիչի գնահատումը միջնորոտում ներռեզոնատորային հետքողի նացման եղանակով	34
Զու. Հ. Ավետիսյան, Հ. Հ. Բաբսեղյան, Ա. Հ. Մակարյան, Տ. Ռ. Մառտիրոսյան. Ընկնող զառույան փնջի հետ ՄՈՄ դիոդի կապի էֆեկտիվության հետազոտումը	37
Հ. Ա. Մելիսեյան, Ա. Հ. Գուրգարյան, Ռ. Պ. Վարդապետյան. Գիստոկացիտների բազմացումը $CdS$ բյուրեղներում ուլտրաձայնի ազդեցության տակ	40
Հ. Մ. Այվազյան. Ամպերում սառույցի մասնիկներից անոմալ ռադիոլոկացիոն անդրադարձումը սառույցի թափանցելիության օպտոհանումում 0,3—0,8 մմ-ի վրա	42
Ռ. Պ. Վարդապետյան, Ս. Ի. Ռեյման, Յու. Ն. Իվանով, Է. Մ. Հարությունյան, Տ. Վ. Սարգսյան. Մյուսբաուերի էֆեկտը $CdS(Fe^{2+})$ -ում	47

ԳԵՏԻՀԻՌՈՒՄ ԳԵՊՈՆԱՑՎԱՄ ՀՈԴՎԱՄՆԵՐԻ ՌԵՖԵՐԱՏՆԵՐԸ

Ա. Գ. Գույան, Է. Հ. Խաչատրյան. Կորելյացիոն ռադիոշերմալափ գերբարձրահաճախականային թերմոգրափիայի համար	50
Ք. Գ. Բեյլարան, Ի. Ն. Կիսիլովա. Լույսի անհամասեռ ցրումը լիթիումի ավելցուկով վածրում	61
Ռ. Ռ. Վարդանյան. Զույգ մազնիսական ֆոտոէֆեկտը դանաձև բարիերային կալուց- $LiTaO_3:Cu$ բյուրեղում	51