

3. Численный расчет производился для изотопа  $Fe^{57}$ , при этом электронная система предполагалась равновзвешенной, т. е.  $p(+)=p(-)$ . При расчетах мы положили  $H_{ст}=330$  кГс.

На рис. 1 показан мессбауэровский спектр в случае, когда частота РЧ поля совпадает с величиной расщепления возбужденного состояния ядра, т. е. при  $\omega=A_g/2\hbar$  и при амплитуде  $\omega_{1e}=3$  МГц. Из рисунка видно, что с увеличением скорости ЭР ГМР спектр размывается в согласии с результатами [4], а затем схлопывается в одиночную линию. Эффект ГМР перестает наблюдаться при  $1/\tau=10^8$  с<sup>-1</sup>, а расщепление мессбауэровских линий исчезает уже при  $1/\tau=4 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

На рис. 2 приведена зависимость скорости счета гамма-квантов от амплитуды РЧ поля  $\omega_{1e}$  при фиксированной доплеровской частоте  $\omega_d=5$  мм/с (переход  $m_g=-1/2 \rightarrow m_e=-1/2$ ). В отсутствие релаксации (случай 1) кривая имеет лорентцеву форму. С увеличением  $1/\tau$  кривые сглаживаются, все более отклоняясь от лорентцевой формы. Для определения скорости ЭР достаточно снять данную характеристику до  $\omega_{1e}=0.5$  Г (0.55 МГц) и по наклону кривой оценить величину  $1/\tau$ . В качестве образца для проведения экспериментов можно использовать  $Fe_2O_4$ , в котором скорость ЭР не превышает ширины линии  $\Gamma$  (1.1 МГц) вплоть до температуры  $T=222$  К [8].

#### Литература

- [1] Якимов С. С., Мкртчян А. Р., Зарубин В. Н., Сербинов К. В., Сергеев В. В. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 16.
- [2] Вагизов Ф. Г., Манапов Р. А., Митин А. В. — Опт. и спектр., 1981, т. 51, в. 5, с. 941.
- [3] Лексин В. В., Манапов Р. А., Митин А. В. — ФТТ, 1982, т. 24, с. 906.
- [4] Берсукер И. Б., Борщ С. А., Огурцов И. Я. — ФТТ, 1973, т. 8, с. 2270.
- [5] Wickman H. H. — Mössbauer Effect Methodology, 1966, v. 2, p. 39.
- [6] Митин А. В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1969, № 7, с. 24.
- [7] Митин А. В. — Proc. V Intern. Conf. Mössbauer Spectroscopy. Bratislava, 1975, p. 615.
- [8] Iyengar P. K., Bhargava S. C. — Phys. St. Sol. (b), 1971, v. 46, p. 117.

Поступило в Редакцию 14 июня 1982 г.

УДК 535.2

Опт. и спектр., т. 57, в. 5, 1984

### ЭФФЕКТ ОБРАЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТОВОГО ЭХА

Зуйков В. А., Нефедьев Л. А., Самарцев В. В.

Обращенное световое эхо (ОСЭ) [1] в последнее время привлекло к себе внимание в связи с возможностью его использования для преобразования (обращения) волновых фронтов и временной формы импульсов в оптической динамической эхо-голографии [2]. Экспериментальные исследования поляризационных характеристик ОСЭ в рубине показали [1], что зависимость интенсивности отклика ОСЭ от угла между направлениями поляризации линейно поляризованных импульсов бегущей и стоячей волн аналогична для перехода  $J_1=1/2 - J_2=1/2$ . В данной работе исследуется зависимость поляризации и интенсивности ОСЭ в рубине в случае, если первый лазерный импульс является бегущей волной круговой поляризации, а второй — стоячей волной линейной поляризации.

Расчет напряженности электрического поля отклика ОСЭ при произвольной ориентации полей возбуждающих импульсов можно провести с помощью метода, изложенного в [3]. При этом оказывается удобным каждый лазерный импульс описывать в своей системе координат, что позволяет упростить расчет матрицы оператора взаимодействия квантовой системы с произвольно ориентированными электромагнитными полями возбуждающих импульсов, а стыковку



результатов провести с использованием разложения матричных элементов по функциям Вигнера.

Электрическое поле  $E_{OCЭ}$  отклика ОСЭ задаем в «своей» системе координат  $(x', y', z')$ , повернутой относительно системы  $(x, y, z)$  координат первого импульса так, что ось  $z'$  направлена в сторону, противоположную оси  $z$ , это соответствует направлению наблюдения ОСЭ ( $k_1 \parallel z, k_{OCЭ} \parallel z'$ , где  $k_1$  — волновой вектор первого импульса,  $k_{OCЭ}$  — волновой вектор отклика ОСЭ). В этом случае расчет приводит к следующей зависимости  $E_{OCЭ}$  от взаимной ориентации возбуждающих полей:

$$E_{OCЭ} \sim (e^{-2i\gamma} \sin^2 \beta - \cos^2 \beta) i' + i (e^{-2i\gamma} \sin^2 \beta + \cos^2 \beta) j', \quad (1)$$

где  $i'$  и  $j'$  — единичные векторы в направлении осей  $x'$  и  $y'$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — углы Эйлера, определяющие взаимную ориентацию электрических полей первого и второго импульсов. Из (1) следует, что в случае, когда изменяется положение вектора напряженности электрического поля стоячей волны только в плоскости, в которой лежит и волновой вектор  $k_2$  второго импульса, угол  $\gamma = 0$  и

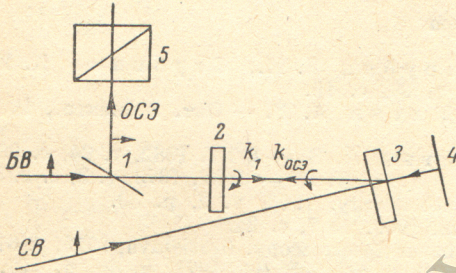


Рис. 1. Схема возбуждения и регистрации ОСЭ: 1 — полупрозрачное зеркало; 2 — четвертьволновая пластинка; 3 — исследуемый образец; 4 — зеркало; 5 — анализатор; БВ — бегущая волна круговой поляризации; СВ — стоячая волна линейной поляризации.

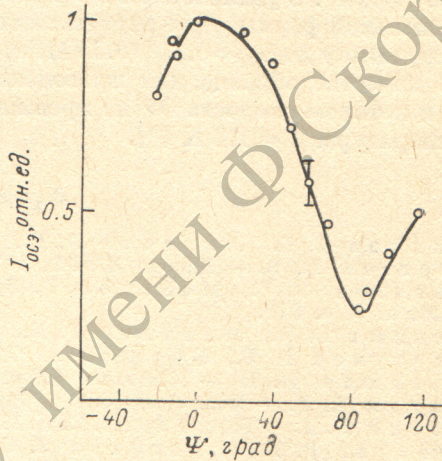


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала ОСЭ от угла поворота анализатора относительно направления первоначальной линейной поляризации бегущей волны.

при изменении угла  $\beta$  от  $0$  до  $90^\circ$ , поляризация ОСЭ изменяется от «левой» круговой при  $\beta = 0^\circ$  до «правой» круговой при  $\beta = 90^\circ$  (если первый импульс имел «левую» круговую поляризацию). При  $\beta = 45^\circ$  отклик ОСЭ будет иметь линейную поляризацию, а для всех других углов  $\beta$  поляризация отклика эллиптическая. Если волновые векторы  $k_1$  — первого и  $k_2$  — второго импульсов не параллельны, то угол  $\gamma$  в (1) также влияет на поляризацию ОСЭ. Таким образом, при изменении ориентации  $k_2$  относительно  $k_1$  (при неизменном положении вектора напряженности электрического поля второго импульса) поляризация ОСЭ также должна изменяться согласно (1). Интенсивность же ОСЭ зависит только от угла  $\beta$ , т. е. от взаимной ориентации векторов поляризации первого и второго импульсов

$$I_{OCЭ} \sim \sin^4 \beta + \cos^4 \beta. \quad (2)$$

Из (2) следует, что интенсивность отклика ОСЭ имеет минимум при  $\beta = 45^\circ$ .

Схема экспериментальной установки для исследования поляризации ОСЭ приведена на рис. 1 [1]. Для возбуждения ОСЭ излучением с круговой поляризацией использовалась четвертьволновая пластинка 2, установленная на пути импульса бегущей волны между полупрозрачным зеркалом 1 и исследуемым образцом 3. При этом направление линейной поляризации ОСЭ на выходе из четвертьволновой пластинки будет определяться направлением круговой поляризации эха. Так, если круговая поляризация ОСЭ совпадает с поляризацией бегущей волны, то на выходе из четвертьволновой пластинки эхо-сигнал будет иметь линейную поляризацию, направление которой перпендикулярно перво-



начальной (до прохождения четвертьволновой пластинки) линейной поляризации бегущей волны. Данная ситуация аналогична повороту плоскости поляризации излучения на  $90^\circ$  при двойном прохождении четвертьволновой пластинки. Если направление круговой поляризации ОСЭ противоположно поляризации бегущей волны, то, проходя четвертьволновую пластинку, эхо приобретает линейную поляризацию, направление которой совпадает с направлением первоначальной линейной поляризации бегущей волны. Подобным образом на примере рубина удалось установить, что при возбуждении сигнала ОСЭ импульсом бегущей волны круговой поляризации и импульсом стоячей волны линейной поляризации (при  $\gamma \approx 0^\circ$  и  $\beta = 90^\circ$ ) сигнал эха имеет круговую поляризацию, противоположную поляризации бегущей волны. Об этом свидетельствует приведенная на рис. 2 зависимость интенсивности сигналов ОСЭ от угла фиксации  $\psi$  его поляризации (после прохождения четвертьволновой пластинки) относительно направления первоначальной поляризации бегущей волны. Таким образом, наблюдается «обращение» поляризации отклика ОСЭ относительно поляризации первого импульса.

#### Литература

- [1] Зуйков В. А., Самарцев В. В., Усманов Р. Г. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, в. 11, с. 654—659.  
 [2] Shtyrgov E. I., Samartsev V. V. — Phys. St. Sol. (a), 1978, v. 45, p. 647—655.  
 [3] Нефедьев Л. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, в. 6, с. 981—985.

Поступило в Редакцию 9 марта 1983 г.

УДК 535.2

Опт. и спектр., т. 57, в. 5, 1984

### КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

Бабиченко С. М., Кандидов В. П.

В настоящем сообщении приведены результаты теоретического анализа пространственной когерентности светового излучения в условиях стационарного теплового самовоздействия. Дано объяснение наблюдаемому экспериментально уменьшению радиуса корреляции частично когерентного пучка при тепловой самодефокусировке [1].

Исследование преобразования статистики светового излучения в нелинейных средах относится к числу актуальных задач нелинейной статистической оптики [2, 3].

В приближении параболической теории дифракции стационарное распространение частично когерентного излучения в слабо поглощающей теплопроводящей среде описывается системой уравнений

$$\begin{cases} 2ik\partial E/\partial z = \Delta_1 E + k^2 T E \partial \varepsilon / \partial T, \\ \Delta_1 T = -\alpha E E^*. \end{cases} \quad (1)$$

Представим поле  $E(\mathbf{r}, z)$  в виде

$$E(\mathbf{r}, z) = E_0 \exp(iHT_0 z) \exp\{\xi(\mathbf{r}, z)\}, \quad (2)$$

где  $H = \frac{k}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}$ ,  $T = T_0 + Q(\mathbf{r}, z)$ ,  $\xi(\mathbf{r}, z)$  — комплексное возмущение поля,  $Q(\mathbf{r}, z)$  — возмущения температуры. В случае малых возмущений  $|\xi| < 1$  следует  $E(\mathbf{r}, z) = E_0 \exp(iHT_0 z) \{1 + \xi(\mathbf{r}, z)\}$ . Тогда с точностью до членов порядка  $|\xi|^2$  для функций пространственной корреляции возмущений  $\Gamma_1 = \langle \xi(\mathbf{r}_1, z) \times$