Изв. АН Армянской ССР, Физика, 11, 427—435 (1976)

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ВОЛН С УЧЕТОМ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, Г. Г. АДОНЦ

Теоретически изучено параметрическое резонансное взаимодействие двух волн, распространяющихся в одном направлении, с учетом угловой структуры рассеянного излучения. Найдены коэффициент усиления и нелинейные спектрально-угловые области рассеяния. Выявлены поляризационные особенности ВЧПР для волн с линейной и круговой поляризацией.

При прохождении излучения через резонансные среды возникает явление вынужденного четырехфотонного параметрического рассеяния (ВЧПР), которое сильно меняет спектрально-угловой состав падающего излучения. Параметрическое рассеяние, происходящее в направлении интенсивного излучения, в резонансной среде впервые теоретически было изучено в работе [1]; позднее [2] были рассмотрены поляризационные особенности этого процесса.

Экспериментально этот эффект наблюдался в парах калия в виде уширения спектра проходящего излучения [3, 4]. Помимо чисто спектрального анализа ВЧПР предпринимались также экспериментальные попытки изучения угловых характеристик рассеянного излучения [5—7]. В этих работах проводился и теоретический анализ спектрально-углового распределения рассеянного излучения на основе условия фазового синхронизма. Этот анализ, не учитывающий нелинейность показателя преломления, является весьма схематичным; помимо этого он не дает никакой информации о коэффициенте усиления параметрического процесса, что крайне необходимо для воспроизведения реальной картины рассеяния. В работе [8] изучалось параметрическое взаимодействие двух волн, распространяющихся под углом друг к другу.

В настоящей работе теоретически изучено параметрическое резонансное взаимодействие двух волн, распространяющихся в одном направлении, с учетом угловой структуры рассеянного излучения. Найдены коэффициент усиления и нелинейные спектрально-угловые области рассеяния. Выявлены поляризационные особенности ВЧПР для волн с линейной и круговой поляризацией.

Пусть в двухуровневой среде в направлении оси x распространяется монохроматическая волна с частотой Ω

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1(z)\, e^{i(kz - \Omega t)} + \text{к. с.} \tag{1}$$

и в том же направлении движется слабая волна

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_2(x, y, z, t)\, e^{i(kz - \Omega t)} + \text{к. с.}, \qquad |\mathbf{E}_2(x, y, z, t)| \ll |\mathbf{E}_1(z)| \tag{2}$$

(вначале, отвлекаясь от поляризационных эффектов, предполагаем, что обе волны линейно поляризованы вдоль оси x). Возникающий под действием волн (1) и (2) ток перехода ρ также разобьем на части

$$\rho = \rho_0(z) + R(x, y, z, t) \quad (|R(x, y, z, t)| \ll |\rho_0(z)|).$$

Как показано в работе [1], сильное поле при прохождении меняется по закону

$$E_1(z) = E_1(0)\, e^{-\frac{ipz}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}}, \tag{3}$$

а ток перехода есть

$$\rho_0(z) = i\,\frac{E_1(z)}{\varepsilon}\,\frac{1}{\sqrt{1+\mu}}, \tag{4}$$

где $p = \dfrac{\pi\Omega |d|^2 N}{3c\hbar}$, d — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода, $\varepsilon = \Omega - \omega_0$ — расстройка сильного поля, N — плотность атомов. Через $\mu = \dfrac{2|d|^2|E_1|^2}{3\hbar^2\varepsilon^2}$ мы обозначили безразмерный параметр интенсивности сильного поля, который при прохождении через среду не меняется.

Для слабого поля (2) и тока R самосогласованная система уравнений в линейном приближении имеет вид

$$\begin{gathered} -i\,\frac{c}{2\Omega}\nabla_\perp^2 E_2 + \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{c}\,\frac{\partial E_2}{\partial t} = -pR, \\ \frac{\partial R}{\partial t} - i\varepsilon R = E_2\sqrt{1 - \frac{2|d|^2}{3\hbar^2}|\rho_0|^2} - \frac{|d|^2}{3\hbar^2}\,\frac{\rho_0^* R + \rho_0 R^*}{\sqrt{1 - \dfrac{2|d|^2}{3\hbar^2}|\rho_0|^2}}\,E_1. \end{gathered} \tag{5}$$

Отличие этой системы от аналогичной в работе [1] заключается в том, что здесь учитывается изменение поперечной структуры поля излучения.

Исключая из системы (5) ток перехода, а также учитывая (3) и (4), для фурье-компоненты $F(k_x, k_y, z, \omega)$ слабого поля получим уравнение

$$\begin{aligned} &\frac{\partial F(k_x, k_y, z, \omega)}{\partial z} - i\,\frac{\omega}{c}F(k_x, k_y, z, \omega) + i\,\frac{c}{2\Omega}(k_x^2 + k_y^2)F(k_x, k_y, z, \omega) = \\ &= -\frac{ip}{\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\varepsilon\left(1+\dfrac{\mu}{2}\right)+\nu}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}F(k_x, k_y, z, \omega) + \frac{ip\varepsilon}{2}\,\frac{\mu}{\sqrt{1+\mu}}\times \\ &\times\frac{\exp\left[2i\left(\dfrac{\Omega}{c} - \dfrac{p}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\right)z\right]}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}F(k_x, k_y, z, 2\Omega-\omega), \end{aligned} \tag{6}$$

где $\nu = \Omega - \omega$.

Добавив к (6) уравнение для $F^*(k_x, k_y, z, 2\Omega - \omega)$, находим, что слабое поле при прохождении меняется согласно закону

$$F(k_x, k_y, z, \omega) = e^{ir_0 z}[C_1(k_x, k_y, 0, \omega)e^{r_1 z} + C_2(k_x, k_y, 0, \omega)e^{r_2 z}], \quad (7)$$

где

$$r_0 = \frac{\omega}{c} - \frac{p}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}} - \frac{p\nu}{\sqrt{1+\mu}[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]}, \quad (8)$$

$$r_{1,2} = \pm\frac{p}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{\mu^2\varepsilon^4}{4} - \left\{\frac{\mu\varepsilon^2}{2} - \nu^2 - \frac{\Omega\varepsilon\sqrt{1+\mu}}{2cp}\theta^2[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]\right\}^2}, \quad (9)$$

$\theta = \frac{\Omega}{c}\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ — угол рассеяния.

Когда подкоренное выражение в (9) положительно, слабая волна в результате четырехфотонного параметрического рассеяния испытывает экспоненциальное усиление. В зависимости от знака расстройки интенсивного излучения возникают различные спектрально-угловые области параметрического усиления.

а) $\varepsilon > 0$.

Усиление идет в области частот $\nu^2 < \varepsilon^2\mu$ для углов рассеяния

$$0 < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\varepsilon^2\mu - \nu^2}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}, \quad (10)$$

а также в области частот $\nu^2 > \varepsilon^2(1+\mu)$ для углов

$$\frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\varepsilon^2\mu - \nu^2}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2} < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < -\frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\nu^2}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}, \quad (11)$$

где

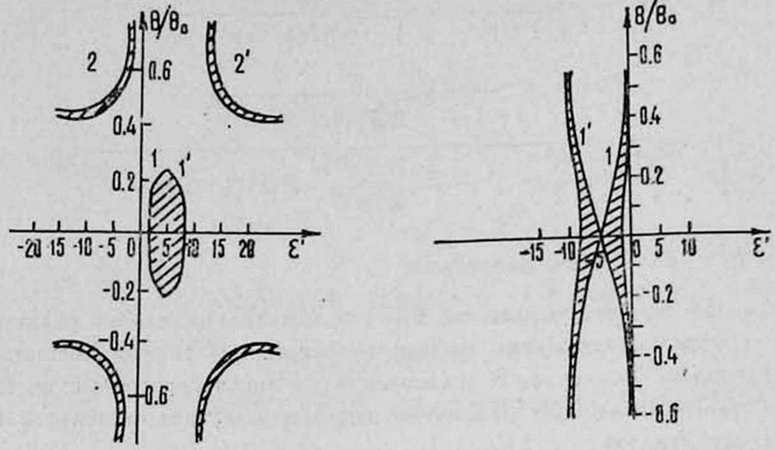
$$\theta_0 = \sqrt{\frac{2\pi|d_1|^2 N}{3\hbar}}.$$

Рассеяние симметрично по частотам относительно падающей частоты Ω и по углам относительно угла $\theta = 0$. Для фиксированной частоты слабого поля область рассеянных углов нелинейно зависит от параметра интенсивности сильного поля. Наглядно картина спектрально-углового рассеяния представлена на рис. 1*а*. На этом рисунке хорошо видно появление характерных нелинейно уширенных усиков с асимптотикой $\theta = \pm\theta_0\frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}$. Усики эти тянутся с одной стороны (2) к штарковски сдвинутому резонансу, а с другой (2′) — к трехфотонной линии этого резонанса. Помимо них возникает довольно обширная нелинейная область рассеяния 1,1′ вблизи падающей частоты. Заметим, что под нулевым углом усиление имеет место для частот $\nu^2 < \varepsilon^2\mu$, что совпадает с результатом работы [1].

б) $\varepsilon<0$.

В этом случае параметрическое усиление идет в области частот $\nu^2<\varepsilon^2(1+\mu)$ для углов рассеяния

$$\max\left\{0, \frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\varepsilon^2\mu-\nu^2}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}\right\}<\frac{\theta^2}{\theta_0^2}<-\frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\nu^2}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2}. \tag{12}$$



а б

Рис. 1. Спектрально-угловое распределение резонансного ВЧПР x-компоненты поляризации слабой волны (сильная волна поляризована в том же направлении): *а*) $\varepsilon=5$Å, *б*) $\varepsilon=-5$ Å; $\varepsilon'=\omega-\omega_0$—расстройка между текущей частотой ω слабого поля и частотой атомного перехода ω_0. Нелинейный параметр интенсивности — $\mu=0.5$. Отношение сил осцилляторов — $\eta=0.5$.

Из рисунка 1*б* видно, что изменение знака расстройки существенно меняет картину рассеяния. Начиная от падающей частоты Ω нелинейно уширенные углы рассеяния возрастают и стремятся к бесконечности вблизи штарковски сдвинутого резонанса (1) и соответствующей ему трехфотонной линии (1′). Такое качественное отличие картины рассеяния вблизи Ω (сравни рис. 1*а*) становится ясным, если учесть, что параметрическое рассеяние в среде тесно связано с возможной самофокусировкой и дефокусировкой излучения. Как известно, в первом случае ($\varepsilon>0$) в среде идет процесс самофокусировки излучения, а во втором ($\varepsilon<0$) — его дефокусировки.

Поляризационные особенности углового параметрического рассеяния изучим на примере атома, который в основном состоянии обладает моментом количества движения $j_1=\frac{1}{2}$, а в возбужденном — $j_2=\frac{3}{2}$. Выбор такого атома связан с непосредственным экспериментальным интересом к резонансным явлениям в парах калия (резонансный переход $4\,S_{1/2}\to 4\,P_{3/2}$).

Если сильная волна (1) линейно поляризована вдоль оси x, а слабая—произвольно, то для x-компоненты слабого излучения картина полностью идентична рассмотренному выше случаю. Что касается y-компоненты, то здесь ситуация несколько осложняется из-за снятия вырождения атомных уровней по проекциям моментов. Используя результаты работы [2], находим, что y-компонента поля (2) при прохождении через среду меняется по закону (7), где r_0, r_1 и r_2 равны

$$r_0 = \frac{\omega}{c} - \frac{p}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}} - \frac{p\gamma}{4\sqrt{1+\mu}}\left[\frac{1}{\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{3}{2}\,\frac{1+\sqrt{1+\mu}}{\frac{\varepsilon^2}{4}(1+\sqrt{1+\mu})^2-\nu^2}\right], \tag{14}$$

$$r_{1,2} = \pm\frac{p}{4\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\sqrt{A_1^2-A_2^2}}{[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]\left[\frac{\varepsilon^2}{4}(1+\sqrt{1+\mu})^2-\nu^2\right]}, \tag{15}$$

$$A_1 = \frac{\mu\varepsilon^2}{2}\left[\frac{\varepsilon^2}{4}(1+\sqrt{1+\mu})^2-\nu^2\right],$$

$$A_2 = \left[\varepsilon^2\left(3+\frac{7}{2}\mu\right)-4\nu^2\right]\left[\frac{\varepsilon^2}{4}(1+\sqrt{1+\mu})^2-\nu^2\right] -$$

$$-\frac{3}{4}\varepsilon^2(1+\sqrt{1+\mu})^2[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2] - \frac{2\Omega\varepsilon\sqrt{1+\mu}}{cp}\,\theta^2 \times$$

$$\times[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]\left[\frac{\varepsilon^2}{4}(1+\sqrt{1+\mu})^2-\nu^2\right].$$

Спектрально-угловые области четырехфотонного параметрического усиления в линейном по μ приближении имеют вид:

а) $\varepsilon > 0$

$$0 < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \alpha_1(\nu, \varepsilon, \mu), \quad \text{когда} \quad \nu^2 < \frac{\varepsilon^2\mu}{4}, \tag{16}$$

$$\alpha_1(\nu, \varepsilon, \mu) < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \alpha_2(\nu, \varepsilon, \mu), \quad \text{когда} \quad \varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) < \nu^2 < \varepsilon^2\left(1+\frac{7}{8}\mu\right),$$

$$\nu^2 > \varepsilon^2(1+\mu),$$

где

$$\alpha_1(\nu, \varepsilon, \mu) = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\left(\nu^2-\frac{\varepsilon^2\mu}{4}\right)\left[\nu^2-\varepsilon^2\left(1+\frac{7}{8}\mu\right)\right]}{[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right)-\nu^2\right]},$$

$$\alpha_2(\nu, \varepsilon, \mu) = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{1+\mu}}\,\frac{\nu^2\left[\nu^2-\varepsilon^2\left(1+\frac{7}{8}\mu\right)\right]}{[\varepsilon^2(1+\mu)-\nu^2]\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right)-\nu^2\right]};$$

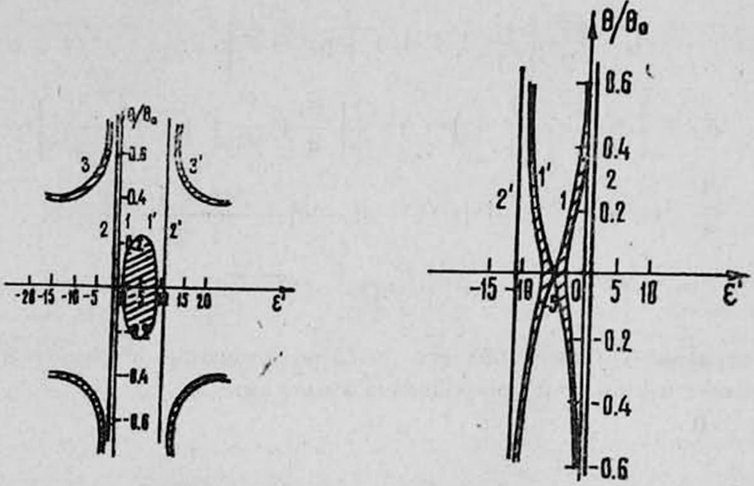
б) $\varepsilon < 0$

$$\max\{0, \alpha_1(\nu, \varepsilon, \mu)\} < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \alpha_2(\nu, \varepsilon, \mu), \tag{17}$$

когда

$$\nu^2 < \varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right), \quad \varepsilon^2\left(1+\frac{7}{8}\mu\right) < \nu^2 < \varepsilon^2(1+\mu).$$

Из полученных результатов видно, что линии резонансного поглощения и трехфотонного рассеяния разбиваются на пары линий из-за нелинейного поляризационного расщепления возбужденного состояния. Это расщепление качественно меняет картину рассеяния, приводя к новым областям рассеяния 2 и 2′ (рис. 2*а*, *б*). С ростом нелинейности показателя преломления сильного поля это расщепление растет и может существенно изменить картину рассеяния в плоскости y. Помимо такого качественного отличия появляются и ощутимые количественные поляризационные отличия (сравни рис. 1 и 2).



а *б*

Рис. 2. Спектрально-угловое распределение параметрического рассеяния y-компоненты поляризации слабого излучения (сильное излучение поляризовано вдоль оси x): *а*) $\varepsilon=5$ Å, *б*) $\varepsilon=-5$ Å ($\mu=\eta=0{,}5$).

Если сильная волна поляризована циркулярно, то, как показано в работе [2], параметрически с ней взаимодействует только компонента слабого излучения, поляризованная по тому же кругу. Ее прохождение описывается формулой (7), где r_0, r_1 и r_2 равны

$$r_0 = \frac{\omega}{c} - \frac{p}{4\varepsilon}\left(\frac{1}{\sqrt{1+\mu/2}} + \frac{3}{\sqrt{1+\frac{3}{2}\mu}}\right) - \tag{18}$$

$$- \frac{p\nu}{4}\left\{\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{\mu}{2}\right)\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right)-\nu^2\right]}} + \frac{3}{\sqrt{\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)-\nu^2\right]}}\right\},$$

$$r_{1,2} = \pm \frac{p\sqrt{B_1^2 - B_2^2}}{4\varepsilon\sqrt{\left(1+\frac{\mu}{2}\right)\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)}}, \quad B_1 = \frac{\mu\varepsilon^2}{4}\left\{\sqrt{1+\frac{3}{2}\mu} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right) - \nu^2\right] + 9\sqrt{1+\frac{\mu}{2}}\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) - \nu^2\right]\right\}, \tag{19}$$

$$B_2 = \sqrt{1+\frac{3}{2}\mu}\left(\frac{\varepsilon^2\mu}{4} - \nu^2\right)\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right) - \nu^2\right] +$$

$$+ 3\sqrt{1+\frac{\mu}{2}}\left(\frac{3}{4}\varepsilon^2\mu - \nu^2\right)\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) - \nu^2\right] -$$

$$- \frac{2\Omega\varepsilon}{cp}\sqrt{\left(1+\frac{\mu}{2}\right)\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)}\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) - \nu^2\right]\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right) - \nu^2\right].$$

Выпишем в линейном по μ приближении спектрально-угловые области четырехфотонного рассеяния для циркулярной компоненты слабого поля:

а) $\varepsilon > 0$

$$0 < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \beta_1(\nu, \varepsilon, \mu), \quad \text{когда} \quad \nu^2 < \frac{5}{4}\varepsilon^2\mu,$$

$$\beta_1(\nu, \varepsilon, \mu) < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \beta_2(\nu, \varepsilon, \mu), \quad \text{когда} \quad \varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) < \nu^2 < \varepsilon^2\left(1+\frac{3}{4}\mu\right), \tag{20}$$

$$\nu^2 > \varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right);$$

б) $\varepsilon < 0$

$$\max\{0, \beta_1(\nu, \varepsilon, \mu)\} < \frac{\theta^2}{\theta_0^2} < \beta_2(\nu, \varepsilon, \mu), \quad \text{когда} \quad \nu^2 < \varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right),$$

$$\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{4}\mu\right) < \nu^2 < \varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right), \tag{21}$$

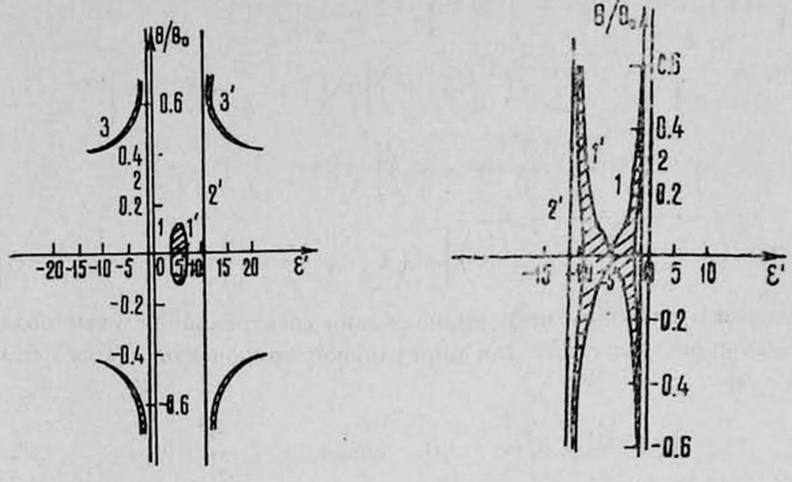
где

$$\beta_1(\nu, \varepsilon, \mu) = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{\left(1+\frac{\mu}{2}\right)\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)}} \times$$

$$\times \frac{\left(\nu^2 - \frac{5}{4}\varepsilon^2\mu\right)\left[\nu^2 - \varepsilon^2\left(1+\frac{3}{4}\mu\right)\right]}{\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{\mu}{2}\right) - \nu^2\right]\left[\varepsilon^2\left(1+\frac{3}{2}\mu\right) - \nu^2\right]},$$

$$\beta_2(\nu, \varepsilon, \mu) = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{\left(1+\frac{\mu}{2}\right)\left(1+\frac{3}{2}\mu\right)}} \times$$

$$\times \frac{\nu^2\left[\nu^2 - \varepsilon^2\left(1 + \frac{3}{4}\mu\right)\right]}{\left[\varepsilon^2\left(1 + \frac{\mu}{2}\right) - \nu^2\right]\left[\varepsilon^2\left(1 + \frac{3}{2}\mu\right) - \nu^2\right]}.$$



а *б*

Рис. 3. Спектрально-угловое распределение параметрического рассеяния циркулярной компоненты слабого поля, поляризованной по тому же кругу, что и сильная волна: *а*) $\varepsilon = 5$ Å, *б*) $\varepsilon = -5$Å ($\mu = \eta = 0{,}5$). Слабое поле другой циркулярной поляризации параметрически не взаимодействует со средой.

Из рис. 3 видно, что картина рассеяния для циркулярной компоненты слабого поля, совпадающей с поляризацией накачки, качественно та же, что и в предыдущем случае для у-компоненты слабого излучения.

Полученные нами формулы для спектрально-угловых областей усиления содержат нелинейность в виде параметра интенсивности μ. При устремлении $\mu \to 0$ все они переходят в кривую рассеяния

$$\frac{\theta^2}{\theta_0^2} = \frac{\nu^2}{\varepsilon\,(\nu^2 - \varepsilon^2)}, \tag{22}$$

которая вытекает также из условия синхронизма в двухуровневой среде. Из приведенного нами иллюстративного материала видно, что даже при небольших нелинейностях $\mu < 1$ учет нелинейности довольно существенен, ибо он приводит к качественным изменениям картины рассеяния. Действительно, появляется довольно значительная нелинейная область рассеяния вблизи падающей частоты $\Omega\,(\varepsilon > 0)$, поляризационно расщепляется кривая рассеяния и т. д. В современных лазерных экспериментах параметр интенсивности μ может достичь значений ~ 1 и учет нелинейности становится необходимым.

Ереванский государственный университет

Поступила 6.X.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян.* ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. *В. М. Арутюнян Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян.* ЖЭТФ, 62, 908 (1972).
3. *В. М. Арутюнян* и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
4. *В. М. Арутюнян* и др. ЖЭТФ, 66, 509 (1974).
5. *Ю. М. Кирин* и др. Письма ЖЭТФ, 11, 340 (1970).
6. *Ю. М. Кирин* и др. ЖЭТФ, 66, 1945 (1974).
7. *А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов.* Письма ЖЭТФ, 11, 431 (1970).
8. *А. М. Бонч-Бруевич* и др. ЖЭТФ, 65, 61 (1973).

ԵՐԿՈՒ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՑՐՎՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Հ. ԱԴՈՆՑ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է երկու ալիքների պարամետրիկ փոխազդեցությունը երկմակարդակային ռեզոնանսային միջավայրում հաշվի առնելով ցրվող ճառագայթման անկյունային կառուցվածքը: Գտնված են ուժեղացման գործակիցը և ցրման ոչ-գծային սպեկտրալ-անկյունային տիրույթները: Հայտնաբերված են ստիպողական չորսֆոտոնային պարամետրիկ ցրման բևեռացման առանձնահատկությունները գծային և շրջանային բևեռացումով ալիքների համար:

PARAMETRIC INTERACTION OF TWO WAVES WITH DUE REGARD FOR THE ANGULAR STRUCTURE OF SCATTERED RADIATION

V. M. HARUTUNYAN, G. G. ADONTS

Parametric resonant interaction of two waves, propagating in the same direction, is considered with due regard for the angular structure of scattered radiation. The coefficient of amplification and the nonlinear spectral-angular ranges of the scattering are obtained. The features of the polarization of forced four-photon parametric scattering waves with linear and circular polarizations are obtained.