ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LVII 1973 3

УДК 621.378.325

ФИЗИКА

Р. Н. Гюзалян, Р. Б. Костанян, П. С. Погосян

Влияние резонансного поглощения на фазу лазерного излучения

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 1/III 1973)

В работе приводятся результаты исследований изменения фазы сильной электромагнитной волны при взаимодействии с резонансной средой двухуровневых атомов. Рассматривается случай, когда длительность падающего излучения ΔT значительно больше времени поперечной релаксации T_n, и намного меньше времени жизни активных атомов τ, т. е $T_n \ll \Delta T \ll \tau$*. При этом фаза излучения φ определяется из следующего уравнения (см. например [1]).

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\frac{1}{v}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=-\frac{\delta}{2}\sigma\Delta(x,t), \tag{1}$$

где v—скорость излучения в среде, $\delta=\frac{2\varepsilon}{\Gamma}$—величина, показывающая во сколько раз расстройка между частотой падающего излучения и резонансной частотой активных атомов ε больше полуширины атомной линии $\frac{\Gamma}{2}$, σ—эффективное поперечное сечение вынужденных переходов между рабочими уровнями, Δ—плотность инверсной населенности, определяемая из хорошо известных уравнений баланса [2,3].

Если значение Δ, найденное из уравнений баланса, подставить в (1), то его можно свести к квадратурам. Однако такое решение неудобное, поскольку для каждого конкретного случая необходимо произвести численное интегрирование. Рассмотрим некоторые частные случаи, при которых для φ получаются более простые аналитические выражения.

а) При отсутствии нерезонансных потерь в среде ($\beta=0$) имеем:

$$\varphi=\varphi_0+\frac{\delta}{2}\ln\left|1+\left(e^{-\sigma\Delta_0 x}-1\right)\cdot e^{-2\sigma\int\limits_{-\infty}^{t-\frac{x}{v}}I_{вх}dt}\right|, \tag{2}$$

где φ_0—значение фазы при $x=0$, $I_{вх}$—интенсивность излучения

* Это условие экспериментально можно осуществить для твердотельных сред. Так, например, в рубине $T_n\sim10^{-12}$сек, $\tau\sim3\cdot10^{-3}$сек.

(число фотонов, проходящих, через единицу поверхности в единицу времени) на входе образца, Δ_0—начальная перенаселенность.

б) При $2\sigma\int_{-\infty}^{+\infty} I dt \ll 1$ (линейный режим), для φ получаем известное выражение:

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\delta}{2}\sigma\Delta_0 x. \tag{3}$$

Таким образом, максимальное изменение фазы за счёт интенсивности падающего излучения достигает величины $\left|\frac{1}{2}\sigma\Delta_0 x\right|$. Для рубиновых кристаллов, если полагать $\sigma\Delta_0 = 0{,}4 см^{-1}$ и $x = 8 см$ получим значение $|\Delta\varphi_{max}| = 1{,}6$ рад.

в) В случае $2\sigma\int_{-\infty}^{+\infty} I dt \leqslant 1$ (вблизи режима насыщения), φ определяется из следующего выражения:

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\delta}{2}\sigma\Delta_0 x + \delta \ln\left(1 - b\frac{E_{вх}}{E_s}\right). \tag{4}$$

В (4) введены следующие обозначения:

$$b = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{q_2}{q_1}\right)\frac{\sigma\Delta_0}{2(\sigma\Delta_0 - \beta)}\left|1 - e^{(\sigma\Delta_0 - \beta)x}\right|, \quad E_{вх} = h\omega s I_{вх}, \quad E_s = \frac{h\omega s}{2\sigma},$$

q_1 и q_2 кратности вырождения энергетических уровней, $h\omega$—энергия кванта, s—поперечное сечение пучка.

Найдём вклад изменения фазы излучения в коэффициент преломления среды. Записывая полную фазу в виде: $\Phi = \omega t - kx + \varphi(x,t)$ и учитывая, что $v_ф = \frac{c}{n} = \frac{dx}{dt}$ получим:

$$v_ф = \frac{\omega + \frac{d\varphi}{dt}}{k - \frac{d\varphi}{dx}}. \tag{5}$$

Принимая во внимание, что $k = \frac{\omega n_0}{c} = \frac{\omega}{v_0}$ (v_0—скорость света в среде без активных атомов), и кроме того имеют место неравенства $\frac{d\varphi}{dt} \ll \omega$, $\frac{d\varphi}{dx} \ll k$ из (5) имеем:

$$n - n_0 = \frac{c}{2\omega}\delta\sigma\Delta. \tag{6}$$

Оценки показывают, что максимальное изменение коэффициента преломления для рубиновых образцов порядка 10^{-6}.

Зависимость коэффициента преломления от интенсивности может также сильно влиять на пространственное распределение излучения (самофокусировка, расфокусировка) ([4-6]).

2. Эксперименты проводились на установке, блок-схема которой показана на рис. 1. В качестве источника излучения использован рубиновый генератор, работающий в режиме свободной генерации, с селек-

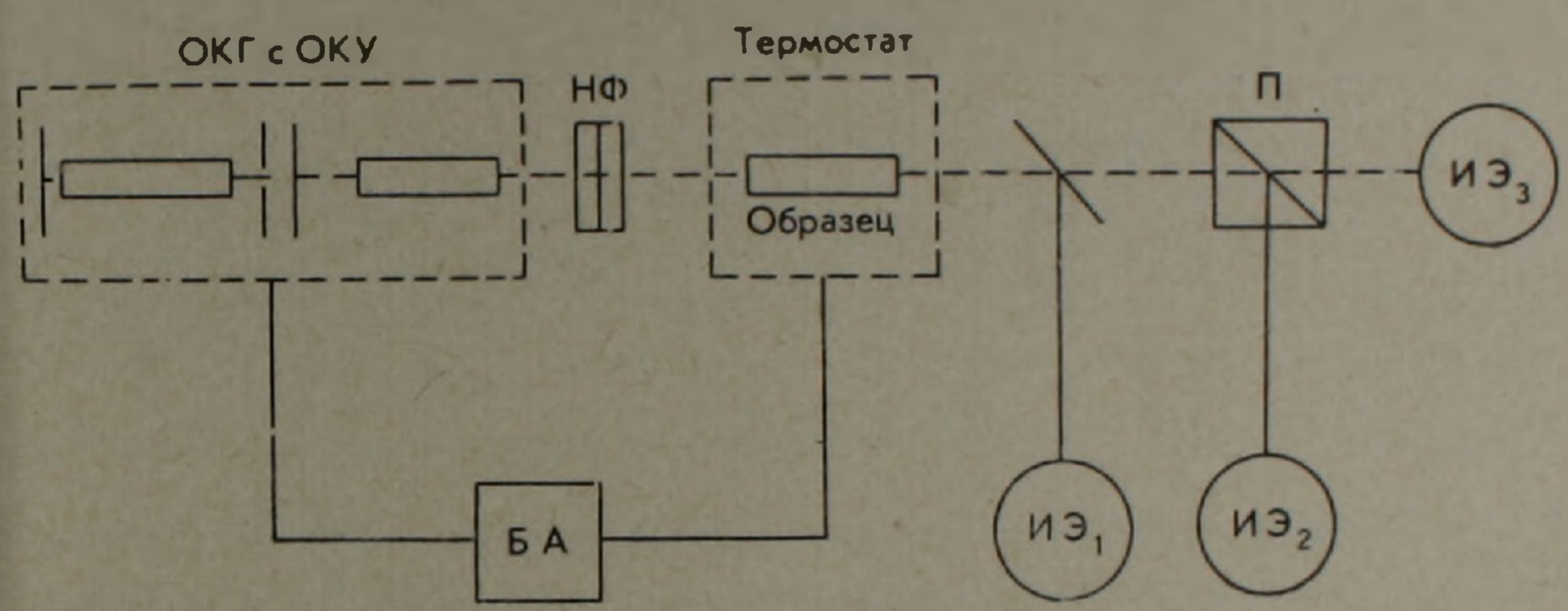

Рис. 1

цией поперечных типов колебаний (мод). Общая длительность импульсов составляла 10^{-4} *сек*, что более чем на порядок короче времени жизни активных атомов. С целью повышения плотности энергии, излучение от генератора дополнительно усиливалось с помощью оптического квантового усилителя (ОКУ). В качестве исследуемого образца использовался рубиновый кристалл длиною 80 *мм*. Расстройка между частотой падающего излучения и резонансной частотой активных атомов изменялась при помощи термостата. Температуру в термостате можно было менять от комнатной до —30°С, что достаточно для создания расстройки $\varepsilon = \frac{\Gamma}{2}$. Был предусмотрен также блок автоматики (БА), работающий синхронно с генератором и позволяющий поддерживать постоянную температуру образца с точностью до 0,01°С.

Энергия падающих импульсов менялась с помощью нейтральных фильтров (НФ), и измерялась калориметром ($UЭ_1$). Калориметрами ($UЭ_2$) и ($UЭ_3$) измерялись энергии на выходе образца. Поляроид П представлял из себя стопу стекол, расположенных под углом Брюстера.

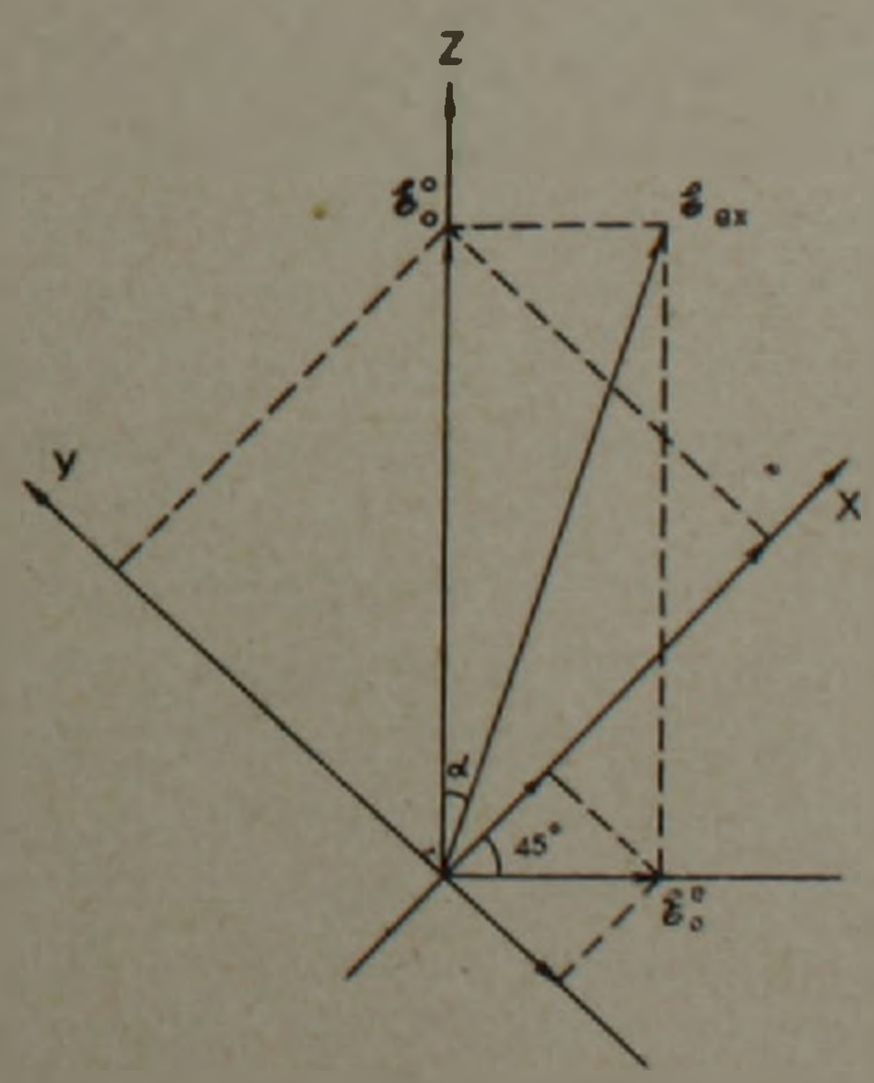

Рис. 2

Сущность методики, применяемой нами для измерения малых

изменений фазы излучения, заключается в следующем. На образец падает плоско поляризованное излучение, электрическое поле ε которого составляет угол α с оптической осью z (рис. 2).

При малых энергиях входных импульсов, т. е., когда под действием излучения заселенности уровней активных атомов заметно не меняются, изменением угла α делаются равными интенсивности обыкновенной и необыкновенной волн на выходе. После этого оси эллипса поляризации выходного излучения составляют угол 45° с оптической осью образца z и элиптичность зависит только от разности между фазами обыкновенной и необыкновенной волн. Этой разностью можно варьировать изменением температуры образца. С изменением температуры образца показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн меняются по разному ([7-9]), так, что величину $\frac{2\pi}{\lambda}(n_0-n_e)l$ можно менять, устанавливая определенную температуру.

Следует отметить, что изменение температуры не более чем на 1,5°С было достаточно для получения максимальной элиптичности. Таким образом, можно было температурой компенсировать разность между фазами обыкновенной и необыкновенной волн, при этом заметно не меняя расстройку между частотой излучения генератора и резонансной частотой активных атомов образца, поскольку расстройка $\varepsilon = \frac{\Gamma}{2}$ соответствует температуре ~ 40°С (см. также ([10, 11])). Если $\frac{2\pi}{\lambda}(n_0-n_e)l$ делать равным $2\pi n$, на выходе образца получим линейно поляризованное излучение.

Ожидалось, что изменением температуры можно менять поляризацию выходного излучения, от линейной до круговой. Однако, как показывали наши исследования, в которых в качестве источника излучения использовался также He—Ne газовый лазер, поляризация выходного излучения в основном оставалась элиптической, причем элиптичность зависела от качества кристаллов. Поляризацию, близкую к линейной, удалось получить в тех кристаллах, с помощью которых получилась одночастотная генерация, методом, описанным в работе [12]. Дальнейшие измерения проводились на кристалле, с которым можно было получить элиптичность поляризации 1 : 30, что в пределах точности наших измерений можно считать линейной. Далее, увеличение интенсивности входных импульсов, приводит к появлению дополнительной разности между фазами обыкновенной и необыкновенной волн за счет нелинейного взаимодействия с резонансной средой, и поляризация выходного излучения меняется. При этом известно, что с рубиновым кристаллом резонансно взаимодействует только обыкновенная волна ([13]). Возникающее изменение фазы можно найти следующим образом. Если изменением угла α приравнивать интенсивности обыкновенной и необыкновенной волн $I^0 = I^e$ (как это делалось в линейном случае), то получим:

$$\cos\psi = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}, \tag{7}$$

где ψ разность между фазами обыкновенной и необыкновенной волн, I_x, I_y — интенсивности соответствующих осей элипса поляризации. Таким образом, измерением величин I_x и I_y можно определить изменение фазы излучения при нелинейном взаимодействии с резонансной средой.

Если на образец падает импульс излучения, то равенство $I^0 = I^e$ (I^0, I^e—интенсивности обыкновенной и необыкновенной волн соответственно) можно обеспечить только в определённый момент времени, поскольку форма обыкновенной волны меняется при прохождении через резонансную среду.

В экспериментах измерялись величины $E_x = h\omega s\int_{-\infty}^{\infty} I_x dt$ $E_y = h\omega s\int_{-\infty}^{\infty} I_y dt$ (энергия импульсов), предварительно приравнивая энергии обыкновенной и необыкновенной волн ($E^0 = E^e$). В этом случае элиптичность будет меняться в течение импульса, и имеет смысл говорить о некотором среднем значении ψ. Если полагать, что при $E^0 = E^e$

$$I^0 \approx I^e, \tag{8}$$

то для $\cos\psi$ получим:

$$\overline{\cos\psi} = \frac{E_x - E_y}{E_x + E_y}, \tag{9}$$

где $\cos\psi = \frac{1}{E^{0*}}\int_0^{E0*} \cos\psi dE^0$, т. е. измерением величин E_x и E_y, можно получить среднее по энергии обыкновенной волны значение $\cos\psi$. *—означает значение данной величины $t \to \infty$.

Можно показать, что в случае $E \leqslant Es$, приближение (8) вносит небольшую ошибку в определение $\cos\psi$.

Проводились две серии измерений. В одной серии измерений изменением температуры (при малых энергиях выходных импульсов) $\frac{E_x}{E_y}$ приравнивалось единице, что соответствует начальной круговой поляризации и в другой серии $\frac{E_x}{E_y}$ делалось максимальным, что соответствует начальной линейной поляризации. После этого измерялись E_x и E_y при разных энергиях входного импульса и при разных расстройках между частотой излучения и резонансной частотой активных атомов, предварительно приравняв E^0 к E^e, для каждого значения энергии входных импульсов.

На рис. 3 изображен график зависимости $\overline{\cos\psi}$ от энергии входных импульсов $\left(b\frac{E_{вх}}{E_s}\right)$. Кривые расчетные, а точки соответствуют

экспериментально полученным значениям. В верхней части графика приведены результаты, полученные при $\delta=1$ и начальной линейной поляризации, в нижней части при начальной круговой поляризации

$$\text{и } \delta=1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}.$$

Хотя зависимость изменения фазы излучения от расстройки уже указывает резонансный характер процесса, нами был проведён также контрольный эксперимент, сущность которого заключается в следующем. Изменением температуры достигалась такая разность фаз между обыкновенными и необыкновенными волнами, чтобы нагревание

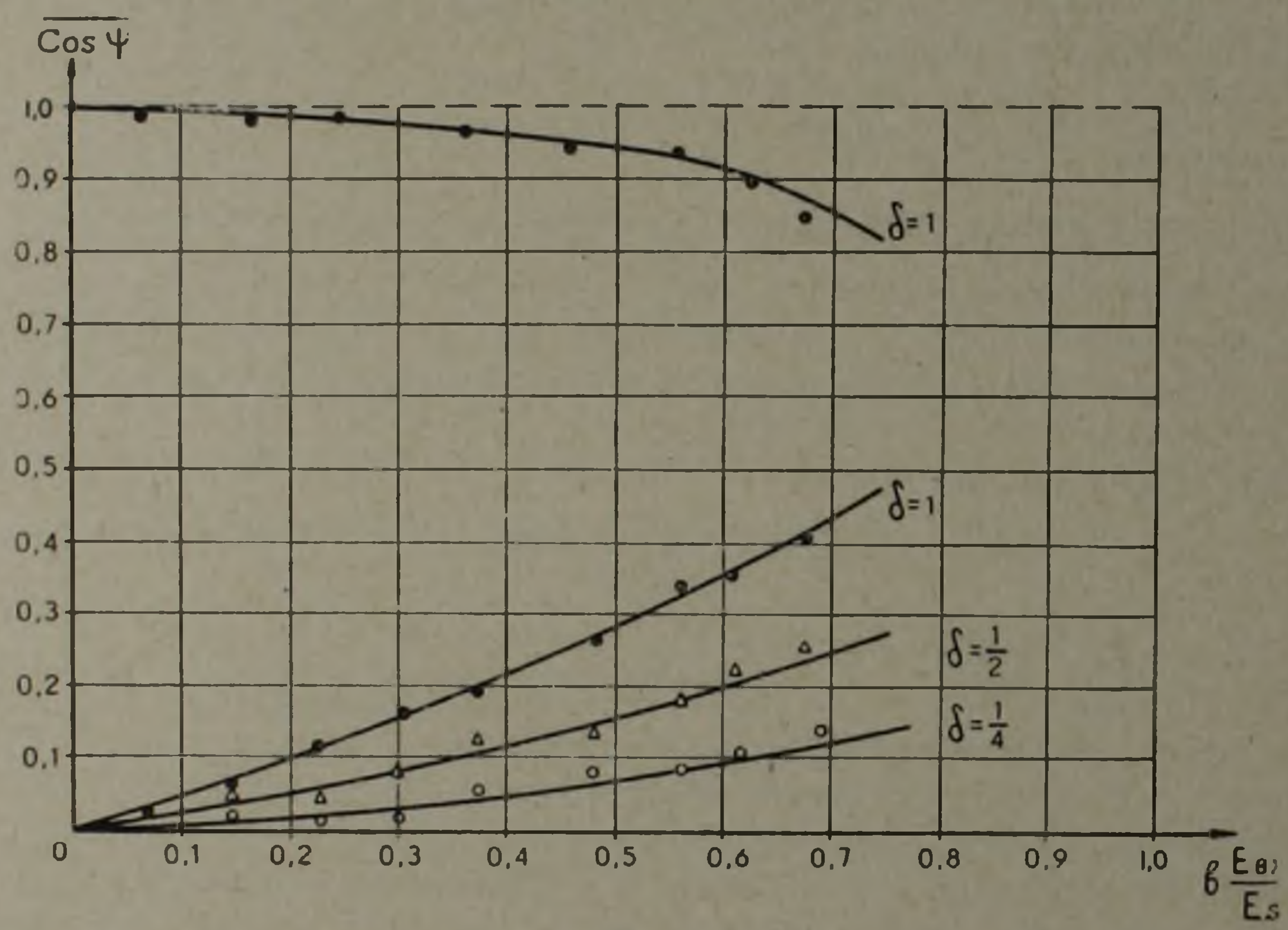

Рис. 3.

приводило к увеличению отношения $\frac{E_y}{E_x}$, в то время как резонансное взаимодействие приводило к уменьшению этого отношения.

Авторы признательны чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за постоянное внимание и ценные обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Ն. ԴՅՈՒԶԱԼՅԱՆ, Ռ. Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Պ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ռեզոնանսային կլանման ազդեցությունը լազերային ճառագայթման ֆազի վրա

Հոդվածում բերված է լազերային ճառագայթման ֆազի վրա ռեզոնանսային կլանման ազդեցության վերաբերյալ տեսական և փորձնական ուսումնասիրության արդյունքները։

Բերված է ճառագայթման ֆազի և միջավայրի բեկման ցուցիչի մաքսիմալ փոփոխման գնահատումը։

Մշակված է փոքր ֆազային փոփոխությունների չափման մեթոդ։

Բերված է ճառագայթման ֆազի կախումը մուտքային իմպուլսի էներգիայից՝ ընկնող ճառագայթման հաճախության և ակտիվ ատոմների ռեզոնանսային հաճախության միջև եղած տարբեր ապալարքների դեպքում։

Փորձնականորեն ստացված արդյունքները համեմատված են տեսական հաշվարկների հետ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. Г. Турков.* Оптические генераторы на твердом теле, „Сов. радио", М., 1967. [2] *L. Frantz, Y. Nodvik*, Appl. phys. 34, 2346 (1967). [3] *В. И. Таланов*, Изв. Вуз., Радиофизика, т. VII, №3(1964). [4] *A. Gavan and P. L. Kelley*, LEEE J. Guantum Electron 2, N9, 470, (1966). [5] *D. Grishkovski*, Phys. Rev. Letters vol. 24, N16, 866(1970). [6] *О. М. Иванова, Р. В. Хохлов, С. П. Чернов*, „Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике", Минск, 1972. [7] *Н. А. Шальникова, И. А. Яковлев*, Кристаллография, 1, 531 (1956). [8] Jeppesen JOSA 48, 629 (1958) [9] *T. V. Housten, L. F. Johnson*, Josa, 53, 1286(1963). [10] *I. D. Abella, H. Z. Gummins*, J. of applied physics vol. 32, N 6, 1177(1961). [11] *Games P. Wittke*. J. of applied physics vol. 33, N7, 2333(1962). [12] *А. Л. Микаэлян, В. Г. Савельев, Ю. Г. Турков*, Письма ЖЭТФ, 6, 6 (1967). [13] *М. К. Бельский, Д. А. Мухамедова*, ДАН СССР, 158, 2 (1964).