

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОЧАСТОТНОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

А. П. Войтович, В. Г. Дубовец и А. П. Шкадаревич

Теоретически и экспериментально изучено проявление интерференции атомных состояний в поляризационных характеристиках многочастотного газового лазера. Показано, что в зависимости степени поляризации генерируемого излучения от продольного магнитного поля, накладываемого на активную среду, имеются минимумы при напряженностях поля, при которых создается когерентная суперпозиция атомных состояний.

Проявлениям интерференции когерентных атомных состояний в характеристиках спонтанного испускания посвящено большое количество работ [1-5]. Исторически впервые интерференция состояний была обнаружена по деполяризации люминесценции магнитным полем (эффект Ханле) [6]. К настоящему времени влияние интерференции на поляризацию спонтанного испускания в оптической области спектра изучено достаточно хорошо.

Несомненный интерес представляет исследование влияния интерференции атомных состояний на поляризацию генерируемого излучения. В этом случае существенны нелинейность явлений взаимодействия (по интенсивности излучения) и то, что излучение одних и тех же волн создает когерентную суперпозицию состояний и несет сведения о ней. Влияние пересечения уровней в нулевом магнитном поле на поляризационные характеристики He—Ne лазера с активной средой в поперечном магнитном поле обсуждалось в [7]. Теоретически этот вопрос рассматривался в [8].

В настоящей работе изучается проявление интерференции вырожденных и невырожденных атомных состояний в поляризационных характеристиках газового лазера с активной средой в продольном магнитном поле.

Рассмотрим двухчастотный режим генерации, когда излучение на обеих частотах ω_k и ω_j поляризовано линейно. Для интенсивности генерации на частоте ω_k имеем [9]

$$|E_k|^2 = \frac{\alpha_k \operatorname{Re} \beta_{jj} - \alpha_j \operatorname{Re} \beta_{kj}}{\operatorname{Re} \beta_{kk} \operatorname{Re} \beta_{jj} - \operatorname{Re} \beta_{kj} \operatorname{Re} \beta_{jk}}, \quad (1)$$

где α_k — разность ненасыщенных усиления и потерь, β_{kk} и β_{kj} — параметры самонасыщения и кросснасыщения. $|E_j|^2$ получается из (1) заменой индексов. Выражения для параметров насыщения находятся из поляризации среды. Поляризация среды может быть рассчитана по обычной методике [8, 9] с точностью до членов третьего порядка по полю. Параметры β_{kk} и β_{kj} можно представить в виде $\beta_{kk} = \beta'_{kk} + \beta''_{kk}$, $\beta_{kj} = \beta'_{kj} + \beta''_{kj}$. За слагаемые β' ответственны элементы матрицы плотности во втором порядке теории возмущений, для которых $\Delta m = 0$ (m —

магнитное квантовое число), за слагаемые β'' — элементы, для которых $\Delta m = \pm 2$. Элементы матрицы плотности с $\Delta m = \pm 2$ описывают суперпозицию состояний [4]. Поэтому параметры β''_{kk} и β''_{kj} будут отражать влияние интерференции состояний на $|E_{k,j}|^2$. Рассмотрим трехуровневую квантовую систему [10]. С уровня 0 идет накачка на нижний 1 и верхний 2 рабочие уровни и на него же уходят атомы с рабочих уровней.

В предположении $j_0 = 0$, $j_1 = j_2 + 1$ (j — полный момент количества движения) параметры насыщения выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\beta'_{kk}}{a} = & 4(6j_2^2 + 12j_2 + 5) \frac{d'_3}{D(0)Ku} \left\{ 2\gamma Ku [Y(\xi_+) + Y(\xi_-)] - \right. \\ & - i[Z(\xi_+) - Z^*(\xi_+) + Z(\xi_-) - Z^*(\xi_-)] - \left[\frac{2iZ(\xi_+)}{1-i(\delta_k-H')} + \frac{2iZ(\xi_-)}{1-i(\delta_k+H')} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{Z(\xi_+) + Z^*(\xi_+)}{\delta_k-H'} + \frac{Z(\xi_-) + Z^*(\xi_-)}{\delta_k+H'} \right] \right\} + (4j_2^2 + 8j_2 + 10) \frac{d'_1}{D(0)Ku} \times \\ & \times \left\{ \frac{2[Z(\xi_+) - Z(\xi_-)]}{H'} - \frac{i}{1+iH'} [Z(\xi_+) + Z(\xi_-)] - \frac{i}{1-iH'} [Z(\xi_-) + Z(\xi_+)] - \right. \\ & \left. - \frac{2i}{1-i\delta_k} [Z(\xi_+) + Z(\xi_-)] - \frac{1}{\delta_k} [Z(\xi_+) + Z^*(\xi_+) + Z(\xi_-) + Z^*(\xi_-)] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\beta''_{kk}}{a} = & (4j_2^2 + 8j_2 + 10) \left\{ \frac{d'_2 - iH'}{D(-2i\gamma H')Ku} \left[2\gamma Ku Y(\xi_-) - \frac{i}{1-iH'} (Z(\xi_-) - Z^*(\xi_+)) - \right. \right. \\ & - \frac{2iZ(\xi_-)}{1-i(\delta_k+H')} - \frac{Z(\xi_-) + Z^*(\xi_+)}{\delta_k} \left. \right] + \frac{d'_2 + iH'}{D(+2i\gamma H')Ku} \left[2\gamma Ku Y(\xi_+) - \right. \\ & \left. - \frac{i}{1+iH'} [Z(\xi_+) - Z^*(\xi_-)] - \frac{2iZ(\xi_+)}{1-i(\delta_k-H')} - \frac{Z(\xi_+) + Z^*(\xi_-)}{\delta_k} \right] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\beta'_{kj}}{a} = & 4(6j_2^2 + 12j_2 + 5) \left\{ - \frac{d'_3}{D(0)Ku} \left[\frac{Z(\xi_+^k) - Z^*(\xi_+^j) + Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_-^j)}{\delta_{kj}} + \right. \right. \\ & + \frac{i}{1-i\delta_{kj}} [Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_+^j) - Z^*(\xi_-^j)] + \frac{Z(\xi_+^k) + Z^*(\xi_+^j)}{\delta_0-H'} + \frac{Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0+H'} + \\ & + i \frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_+^j)}{1-i(\delta_0-H')} + i \frac{Z(\xi_-^k) + Z(\xi_-^j)}{1-i(\delta_0+H')} \left. \right] + \frac{d'_3 - i\delta_{kj}}{D(-2i\gamma\delta_{kj})Ku} \times \\ & \times \left[2\gamma Ku (Y(\xi_+^k) + Y(\xi_-^k)) - \frac{i}{1-i\delta_{kj}} [Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_+^j) - Z^*(\xi_-^j)] - \right. \\ & - \frac{2iZ(\xi_+^k)}{1-i(\delta_k-H')} - \frac{2iZ(\xi_-^k)}{1-i(\delta_k+H')} - \frac{Z(\xi_+^k) + Z^*(\xi_+^j)}{\delta_0-H'} - \frac{Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0+H'} \left. \right] + \\ & + (4j_2^2 + 8j_2 + 10) \left\{ - \frac{d'_1}{D(0)Ku} \left[\frac{Z(\xi_+^k) - Z(\xi_+^j)}{\delta_{kj}-H'} + \frac{Z(\xi_-^k) - Z(\xi_-^j)}{\delta_{kj}+H'} + \right. \right. \\ & + i \frac{Z(\xi_+^k) - Z^*(\xi_+^j)}{1-i(\delta_{kj}-H')} + i \frac{Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_-^j)}{1-i(\delta_{kj}+H')} + \frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_+^j) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0} + \\ & + i \frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k) + Z(\xi_+^j) + Z(\xi_-^j)}{1-i\delta_0} \left. \right] + \frac{d'_1 - i\delta_{kj}}{D(-2i\gamma\delta_{kj})Ku} \times \\ & \times \left[\frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_+^j) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0} + 2i \frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_-^k)}{1-i\delta_0} - \right. \\ & \left. - 2 \frac{Z(\xi_+^k) - Z(\xi_-^k)}{H'} + i \frac{Z(\xi_+^k) - Z^*(\xi_-^j)}{1-i(\delta_{kj}-H')} + i \frac{Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_+^j)}{1-i(\delta_{kj}+H')} \right] \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\beta''_{kj}}{a} = & (4j_2^2 + 8j_2 + 10) \left\{ \frac{d'_2 - i(\delta_{kj}+H')}{D[-2i\gamma(\delta_{kj}+H')]Ku} \left[2\gamma Ku Y(\xi_-^k) - \frac{Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_+^j)}{\delta_0} - \right. \right. \\ & - \frac{2iZ(\xi_-^k)}{1-i(\delta_k+H')} - i \frac{Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_+^j)}{1-i(\delta_{kj}+H')} \left. \right] + \frac{d'_2 - i(\delta_{kj}-H')}{D[-2i\gamma(\delta_{kj}-H')]Ku} \times \\ & \times \left[2\gamma Ku Y(\xi_+^k) - \frac{Z(\xi_+^k) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0} - \frac{2iZ(\xi_+^k)}{1-i(\delta_k-H')} - i \frac{Z(\xi_+^k) - Z^*(\xi_-^j)}{1-i(\delta_{kj}-H')} \right] + \end{aligned}$$

$$\mp \frac{d'_2 - iH'}{D(-2i\gamma H') Ku} \left[i \frac{Z(\xi_-^k) - Z^*(\xi_+^j)}{1 - i(\delta_{kj} + H')} + \frac{Z(\xi_-^k) - Z(\xi_-^j)}{\delta_{kj}} + i \frac{Z(\xi_-^k) + Z(\xi_-^j)}{1 - i(\delta_0 + H')} + \right. \\ \left. + \frac{Z(\xi_-^k) + Z^*(\xi_+^j)}{\delta_0} \right] \mp \frac{d'_2 + iH'}{D(2i\gamma H') Ku} \left[i \frac{Z(\xi_+^k) - Z^*(\xi_-^j)}{1 - i(\delta_{kj} - H')} + \frac{Z(\xi_+^k) - Z(\xi_+^j)}{\delta_{kj}} + \right. \\ \left. + i \frac{Z(\xi_+^k) + Z(\xi_+^j)}{1 - i(\delta_0 - H')} + \frac{Z(\xi_+^k) + Z^*(\xi_-^j)}{\delta_0} \right] \Bigg\}, \quad (5)$$

где $a = -\frac{2\pi\omega}{cn} \frac{|\langle j_1 || p || j_2 \rangle|^4 q_0}{30(j_2 + 1)(2j_2 + 1)(2j_2 + 3)\hbar^3}$, ω — частота моды резонатора, c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления активной среды без учета резонансного перехода, $\langle j_1 || p || j_2 \rangle$ — приведенный матричный элемент дипольного момента, q_0 характеризует накачку квантовой системы. Входящая в (2)–(5) функция $Z(\xi_{\pm}^{k,j})$ представляет собой плазменную функцию комплексного аргумента $\xi_{\pm}^{k,j} = \epsilon_{\pm}^{k,j} + i\eta$, где $\epsilon_{\pm}^{k,j} = (\omega_{k,j} - \omega_{21} \mp \mu_0 g H)/Ku$, ω_{21} — частота перехода $2 \rightarrow 1$; Ku — доплеровская ширина линий, $\eta = \gamma/Ku$, γ — однородная ширина линии, μ_0 — магнетон Бора, g — фактор Ланде, H — напряженность магнитного поля: $H' = \mu_0 g H/\gamma$, $\delta_{k,j} = (\omega_{k,j} - \omega_{21})/\gamma$, $\delta_{kj} = (\omega_k - \omega_j)/2\gamma$, $\delta_0 = (\omega_k + \omega_j - 2\omega_{21})/2\gamma$. Функция

$$Y(\xi_{\pm}^{k,j}) = \int_v \{W(v)/[i(\omega_{21} - \omega_{k,j} \pm \mu_0 g H) + \gamma]^2\} dv,$$

где $W(v)$ — максвелловское распределение по скоростям.

Параметры $d'_i = d_i/2\gamma$ ($i = 1, 2, 3$) связаны с релаксационными параметрами рассматриваемой трехуровневой квантовой системы следующим образом

$$d_1 = \frac{2j_2^2 + 9j_2 + 10}{4j_2^2 + 8j_2 + 10}(\nu + d_{12} + d_{10}) + \frac{j_2(2j_2 - 1)}{4j_2^2 + 8j_2 + 10}(\nu + d_{21} + d_{20}), \\ d_2 = \frac{2j_2^2 + 9j_2 + 10}{4j_2^2 + 8j_2 + 10}(\nu + d_{21} + d_{20}) + \frac{j_2(2j_2 - 1)}{4j_2^2 + 8j_2 + 10}(\nu + d_{12} + d_{10}), \\ d_3 = (d_1 + d_2)/2,$$

а

$$D(x) = x^2 + (2\nu + d_{21} + d_{20} + d_{12} + d_{10})x + (\nu + d_{12} + d_{10})(\nu + d_{21} + d_{20}),$$

где d_{mn} — вероятность перехода с уровня m на уровень n , ν — частота столкновений, определяющих диффузию атомов по скоростям и магнитным подуровням. Верхние знаки перед слагаемыми в формулах (4), (5) относятся к случаю, когда излучение на обеих частотах поляризовано параллельно, нижние — к случаю ортогональных поляризаций излучения на частотах ω_k и ω_j .

Условием устойчивости и существования двухчастотного режима генерации является положительность знаменателей и числителей в (1). Рассмотрим переход $j=1 \leftrightarrow j=2$. В нулевом магнитном поле при $\omega_k = \omega_j$ и $\alpha_k = \alpha_j$ как числитель, так и знаменатель в (1) отрицательны. Но при $\omega_k \neq \omega_j$ можно найти такую частотную расстройку $(\delta_{kj})_{\text{кр}}$, что при $\delta_{kj} > (\delta_{kj})_{\text{кр}}$ возможна генерация двух волн, излучение на которых имеет ортогональные или параллельные линейные поляризации. Исследуем влияние когерентных (β') и некогерентных (β') явлений и величины магнитного поля на режим двухчастотной генерации.

Ограничимся для простоты случаем $\eta \ll 1$ и $\delta_0 = 0$, т. е. симметричной настройкой. Тогда выражения (1) для интенсивности генерации на каждой из частот можно записать в виде

$$|E_k|^2 \sim \frac{\alpha_j + \Delta\alpha \frac{\Delta A}{A}}{A\left(2\frac{\Delta A}{A} - 1\right)}, \quad |E_j|^2 \sim \frac{\alpha_k - \Delta\alpha \frac{\Delta A}{A}}{A\left(2\frac{\Delta A}{A} - 1\right)}, \quad (6)$$

где $\Delta A = \Delta A' + \Delta A''$, $A = A' + A''$ и величины с двумя штрихами, как и выше, описывают когерентные явления. Устойчивость двухчастотного режима генерации находится теперь из условия $A > 0$, поскольку $A \sim \beta_{kk} - \beta_{kj}$.

На рис. 1 представлены зависимости A' , A'' , A , $\Delta A/A$ от H' при $\delta_2 = -\delta_1 = 0.8$, $d_1 = d_2 = d_3 = \gamma$, $\eta = 0.2$ для параллельных (а) и ортогональных (б) поляризаций излучения на частотах ω_1 и ω_2 . Из рис. 1 видно, что складываемое A'' , описывающее интерференцию когерентных состояний, при $H' = 0$ намного больше, но спадает более круто с ростом H' в случае ортогональных поляризаций. Большой запас устойчивости двухчастотного режима генерации (большое превышение A над нулевым значением) в случае ортогональных поляризаций при $H' = 0$ обеспечивается когерентными явлениями ($A'' \gg A'$), а именно малым значением β_{kj}'' , поскольку величины β_{kk}'' для ортогональных и параллельных поляризаций равны. Отношение $\Delta A/A$ определяет различие в интенсивностях генерации на обеих частотах и может характеризовать степень поляризации суммарной интенсивности в случае ортогональных поляризаций на частотах ω_1 и ω_2 . Из кривой 4 рис. 1, б видно, что в области $H' < 0.8$ степень поляризации сильно растет с ростом H' .

На рис. 2, а, б представлены зависимости A' , A'' , A и $\Delta A/A$ от H' при различных параметрах релаксации когерентных и некогерентных членов: $d_1 = d_2/5 = d_3 = \gamma$. Из выражений для d_i , приведенных выше, следует, что такая ситуация обычна для переходов $j_1 = j_2 + 1$. Здесь уже имеется область изменения магнитных полей, где двухчастотный режим генерации становится неустойчивым (на рис. 2, а, б в этих областях приведено только A). Эта неустойчивость является следствием быстрого разрушения когерентности суперпозиции состояний магнитным полем (быстрый спад складываемого A''). Значение $\Delta A/A$ в области устойчивости двухчастотного режима изменяется значительно сильнее в случае ортогональных поляризаций. Как следует из сопоставления данных, приведенных на рис. 1 и 2, при $d_1, d_3 < d_2$ и $H = 0$ условие устойчивости двухчастотного режима выполняется с большим запасом, чем при равных параметрах релаксации. При этом всегда более устойчив двухчастотный режим генерации в случае ортогональных поляризаций на обеих частотах.

Следует отметить, что суммарная интенсивность генерации $|E_j|^2 + |E_k|^2$, полученная из (6), слабо зависит от H' при ортогональных поляризациях генерируемых мод, что не имеет места при параллельных поляризациях.

Качественно такой же характер зависимостей величин A' , A'' , A , $\Delta A/A$ от H' имеет место для перехода $j=0 \rightarrow j=1$. В отличие от перехода $j=1 \rightarrow j=2$ при $\delta_2 = -\delta_1 = 0.8$ и $d_1 = d_2 = d_3 = \gamma$ имеется область изменения магнитных полей, где двухчастотный режим генерации неустойчив. Это объясняется более быстрым разрушением когерентности атомных состояний магнитным полем.

Экспериментальные исследования проводились на He—Ne лазерах с длинами волн излучения 1.153 (переход $j=1 \rightarrow j=2$), 1.08 ($j=0 \rightarrow j=1$) и 1.198 мкм ($j=0 \rightarrow j=1$). (Магнитоплазменные явления в этих лазерах незначительны и ими можно пренебречь.) Использовались лазеры двух типов. В одном с длиной резонатора $L=50$ см и длиной активной среды $l_a=15$ см генерация осуществлялась на одной продольной моде. В другом с $L=100$ см и $l_a=65$ см генерировалось несколько продольных мод. Излучение на соседних продольных модах было ортогонально линейно поляризовано. Эксперименты проводились при суммарном давлении смеси $P_{\text{сум}}=2$ тор и отношении парциальных давлений ^3He и Ne , равном 7 : 1.

В резонаторы лазеров вносились элементы с регулируемой величиной линейной фазовой анизотропии $\Delta\varphi_1$. Это приводило к расщеплению каждой продольной моды на две, излучение на которых было поляризовано линейно и взаимно ортогонально, а расстояние между ними для всех исследованных длин волн могло изменяться от нескольких сотен килогерц

до 50 МГц. Расщеплений, меньших примерно 200 кГц, не наблюдалось, по-видимому, из-за захвата частот. Практически нулевые значения $\delta_{кр.}$ для перехода с $\lambda=1.15$ мкм ($j=1 \rightarrow j=2$) являются следствием различия [11] параметров релаксации дипольного момента и выстраивания (когерентности). Амплитудная анизотропия резонаторов была очень малой.

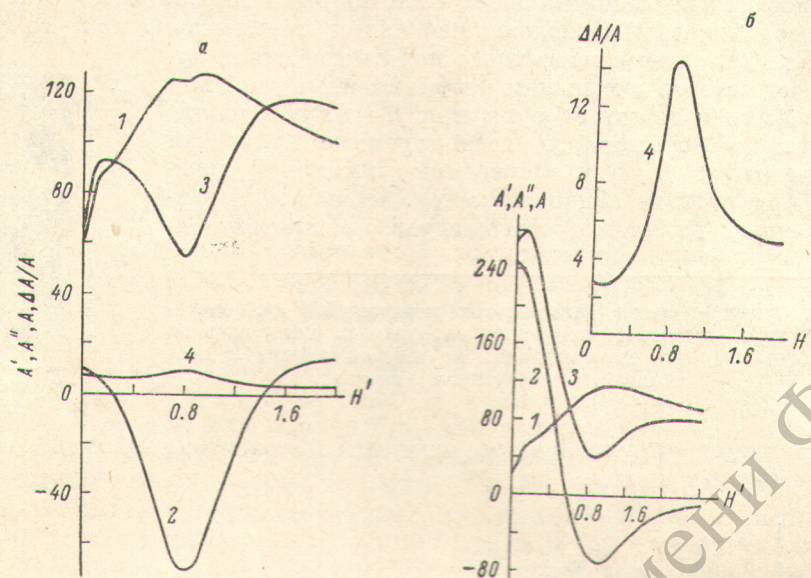


Рис. 1. Зависимости A' (1), A'' (2), A (3) и $\Delta A/A$ (4) от H' для перехода $j=1 \leftrightarrow j=2$ при $\delta_2 = -\delta_1 = 0.8$; $\eta = 0.2$, $d_1 = d_2 = d_3 = \gamma$ для параллельных (а) и ортогональных (б) поляризаций излучения на частотах ω_1 и ω_2 .

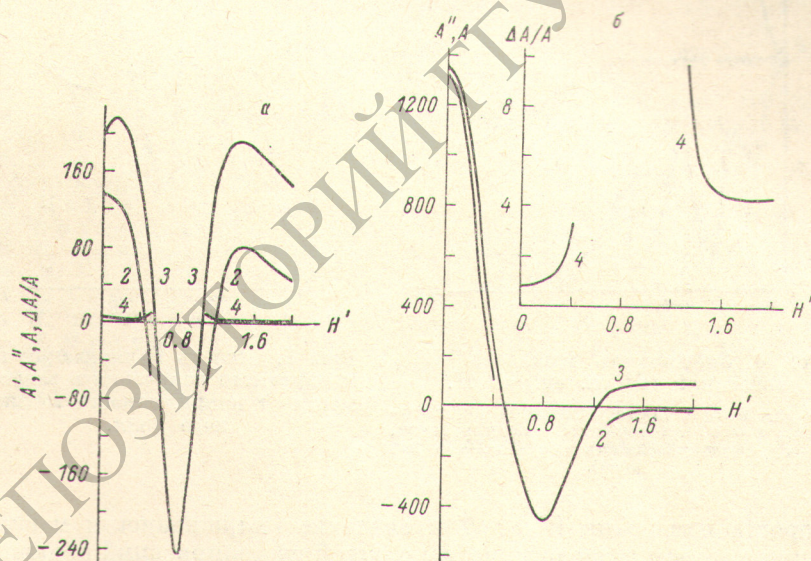


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но $d_1 = d_2/5 = d_3 = \gamma$.

Наложение продольного магнитного поля на активную среду создавало циркулярную фазовую анизотропию $\Delta\varphi_{\text{ц}}$, что в общем случае при наличии $\Delta\varphi_z$ должно приводить к эллиптической поляризации генерируемого излучения [12]. Однако в наших экспериментах $\Delta\varphi_{\text{ц}} \approx 10^{-3}$ рад и $\Delta\varphi_{\text{ц}} \ll \Delta\varphi_z$. Поэтому и при наличии продольного магнитного поля излучения на каждой из частот можно считать линейно поляризованным, что подтверждалось прямыми измерениями.

На рис. 3 для лазера с $L=50$ см и $\lambda=1.453$ мкм представлены осциллограммы зависимости мощностей $W_{1,2}$ генерации на двух частотах от напряженности H продольного магнитного поля, накладываемого на активную среду и изменяющегося синусоидально. Интервал между частотами составлял примерно 2 МГц. В отсутствие магнитного поля различие в мощностях излучения на обеих частотах было порядка 1%, что вызывалось неодинаковым расположением частот относительно контура усиления. При наложении магнитного поля мощность излучения на частоте с меньшим коэффициентом усиления уменьшается и достигает нуля при $H=10$ Э. Степень поляризации суммарного генерируемого излучения изменяется от 0 до 1. Изменений суммарной мощности при этом не обнаруживается. Причиной подавления одной из частот, как следует из вышесказан-



Рис. 3. Осциллограммы зависимости мощностей $W_{1,2}$ генерации на двух частотах, излучение на которых поляризовано линейно и взаимно ортогонально, от напряженности H продольного магнитного поля.

ного, является разрушение когерентности вырожденных атомных состояний магнитным полем.

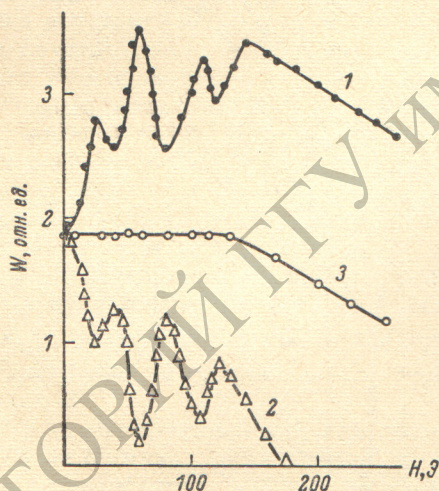


Рис. 4. Зависимость мощности $W_{1,2}$ генерации (в отн. ед.) от H .

1 — для волн с предпочтительной поляризацией, 2 — с ортогональной поляризацией, 3 — суммарная мощность (уменьшена в два раза).

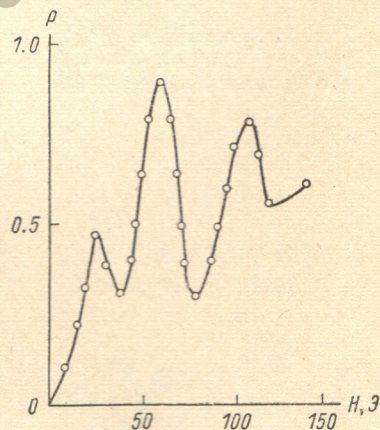


Рис. 5. Степень поляризации генерируемого излучения в зависимости от напряженности магнитного поля.

Скорость изменения W от H и значение напряженности магнитного поля, при котором генерация волны с одной из поляризаций подавляется, сильно зависят от различия $\Delta\alpha$ в эффективных коэффициентах усиления обеих волн. С увеличением $\Delta\alpha$ наклон зависимости $W(H)$ и скорость изменения степени поляризации с ростом H увеличиваются. Сильная зависимость степени поляризации и мощностей волн от магнитного поля облегчает регистрацию явлений, обусловленных интерференцией и может быть использована для измерения параметров релаксации и малых напряженностей магнитного поля.

Изменения степени взаимодействия частот и поляризационных характеристик генерируемого излучения должны наблюдаться при пересечении уровней в магнитном поле, отличном от нуля, а также при антипере-

сечении уровней. В этих случаях также имеет место интерференция вырожденных атомных состояний.

Были проведены также эксперименты с целью обнаружения влияния интерференции невырожденных атомных состояний на поляризационные характеристики генерируемого излучения. Использовался лазер с $L = 100$ см и $l_a = 65$ см, работающий в режиме синхронизованных мод. Генерировалось несколько (до десяти) продольных мод, каждая из которых была расщеплена на две на величину примерно в 1 МГц. Излучение на расщепленных частотах линейно ортогонально поляризовано. На рис. 4 представлены зависимости мощности генерации W с $\lambda = 1.153$ мкм от магнитного поля. Подобные же зависимости наблюдались для длин волн 1.08 и 1.198 мкм.

Мощность W_1 генерации для волн с предпочтительной поляризацией (кривая 1) имеет минимумы при $\mu_0 g H = m (\omega_i - \omega_j)/2$, где $m = 0, 1, 2, 3$, $\omega_i - \omega_j = 150$ МГц — расстояние между продольными модами. При тех же значениях полей волны с ортогональной поляризацией имеют максимумы мощности W_2 . Суммарная мощность $W = W_1 + W_2$ генерации, в которой может проявляться спектральная неоднородность насыщения при указанных полях, практически не изменяется. (Падение суммарной мощности генерации при $H > 130$ Э связано с уменьшением ненасыщенного коэффициента усиления для волн с линейной поляризацией [13]). Рис. 5 демонстрирует зависимость степени поляризации $P = (W_1 - W_2)/(W_1 + W_2)$ генерируемого излучения от H (когда $W_1 + W_2 = \text{const}$). Степень поляризации минимальна при значениях напряженности магнитного поля, при которых возможно создание когерентной суперпозиции атомных состояний, как вырожденных ($H = 0$), так и невырожденных [$H = m (\omega_i - \omega_j)/2\mu_0 g$, $m = 1, 2, 3$].

Выражаем признательность Н. А. Борисевичу и П. А. Апанасевичу за ценные советы.

Литература

- [1] W. Hanle, R. Perrier. Acta Phys. Polon., **34**, 675, 1968.
- [2] Е. Б. Александров. Усп. физ. наук, **107**, 595, 1972.
- [3] В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий. Усп. физ. наук, **107**, 623, 1972.
- [4] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [5] В. Н. Григорьева, Э. И. Иванов, Н. И. Калитеевский. Усп. физ. наук, **119**, 149, 1976.
- [6] W. Hanle. Naturwissenschaften, **11**, 690, 1923; Zs. Phys., **30**, 93, 1924.
- [7] G. Durand. IEEE J. Quant. Electr., QE-2, 448, 1966.
- [8] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. Опт. и спектр., **20**, 472, 1966.
- [9] W. E. Lamb Jr. Phys. Rev., **134**, A1429, 1964.
- [10] П. А. Апанасевич, В. Д. Дубовец. Ж. прикл. спектр., **20**, 612, 1974.
- [11] А. П. Войтович, А. П. Шкадаревич. Опт. и спектр., **41**, 627, 1976.
- [12] В. Я. Молчанов, Г. В. Скроцкий. Квант. электрон., № 4, 3, 1971.
- [13] А. П. Войтович, А. А. Павлючик, А. П. Шкадаревич. Ж. прикл. спектр., **23**, 981, 1975.

Поступило в Редакцию 13 июля 1977 г.