

гой, — связана с наличием двух различных собственных времен: материальной частицы и физически бесконечно малой частицы.

Выражаю благодарность профессору А. А. Власову за предоставление темы и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов А. А. Статистические функции распределения. М., 1966.
2. Кузьменков Л. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 13, № 5, 614, 1972.
3. Денен Г. Эйнштейновский сборник. М., 1969—1970, стр. 140.

Поступила в редакцию
25.5 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.378.325

А. Я. ТЕРЛЕЦКИЙ

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ИОННОГО ЛАЗЕРА НА КРИПТОНЕ

Внешнее продольное магнитное поле значительно увеличивает мощность ионных ОКГ. Однако оно вносит ряд особенностей в излучение. Так, если ОКГ имеет окна Брюстера, то на них за счет эффектов Зеемана и Фарадея появляются дополнительные магнитооптические потери, которые увеличиваются с увеличением напряженности магнитного поля.

В настоящей работе исследовалась зависимость магнитооптических потерь излучения ионного лазера на Кг с добавкой Ne в пропорции 4 к 1 ($\lambda=6471 \text{ \AA}$) от напряженности магнитного поля. Использовалась кварцевая разрядная трубка с окнами Брюстера и с параметрами: $\varnothing=5 \text{ мм}$, $l_a=1 \text{ м}$, $c/2L=75 \text{ Мгц}$ [1]. Трубка находилась внутри двухсекционного магнита, секции которого включались однонаправленно по полю или навстречу друг другу. При полях, включенных навстречу, влияние одного магнита на излучение компенсировалось влиянием другого с противоположной полярностью и излучение на выходе оставалось плоскополяризованным [2]. В случае встречных полей мощность излучения ОКГ была больше, чем в случае однонаправленного поля, т. е. в последнем имелись магнитооптические потери, которые, как видно из графиков на рис. 1 и 2, зависят от величины магнитного поля. Для того чтобы выяснить, как магнитооптические потери зависят от магнитного поля, воспользуемся методом стационарных амплитуд [2].

Пусть волна с компонентами E_x и E_y , отразившись от зеркала, пройдет через окно Брюстера и станет волной с компонентами E'_x и E'_y , где

$$E'_x = \alpha E_x, \quad E'_y = E_y, \quad (1)$$

α — коэффициент пропускания окна Брюстера для компонента E_x (для кварца по формулам Френеля $\alpha=0,846$). Проходя через активную среду, волна примет следующий вид:

$$\begin{aligned} E''_x &= \beta_L \frac{E'_x + jE'_y}{2} + \beta_P \frac{E'_x - jE'_y}{2} = \frac{\beta_L + \beta_P}{2} E'_x + j \frac{\beta_L - \beta_P}{2} E'_y, \\ E''_y &= -\beta_L j \frac{E'_x + jE'_y}{2} + \beta_P j \frac{E'_x - jE'_y}{2} = -j \frac{\beta_L - \beta_P}{2} E'_x + \frac{\beta_L + \beta_P}{2} E'_y, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\beta = re^{-i(k+ix)z}$ для левой (β_L) и правой (β_P) круговых поляризаций, $r=R\gamma$ (R — общий коэффициент отражения зеркал, γ — потери внутри резонатора), k и x — волновое число и показатель усиления, z — расстояние между зеркалами (для простоты положим, что длина активной среды и расстояние между окнами Брюстера тоже равны z). Пройдя второе окно Брюстера, волна будет иметь компоненты E'''_x и E'''_y , где

$$E_x''' = \alpha E_x'', \quad E_y''' = E_y'' \quad (3)$$

Если лазер работает в стабильном режиме, то $E_x''' = E_x$ и $E_y''' = E_y$, откуда, используя (1), (2) и (3), получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \alpha^2 \frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} E_x + \alpha j \frac{\beta_{\text{л}} - \beta_{\text{п}}}{2} E_y - E_x &= 0, \\ -j\alpha \frac{\beta_{\text{л}} - \beta_{\text{п}}}{2} E_x + \frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} E_y - E_y &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

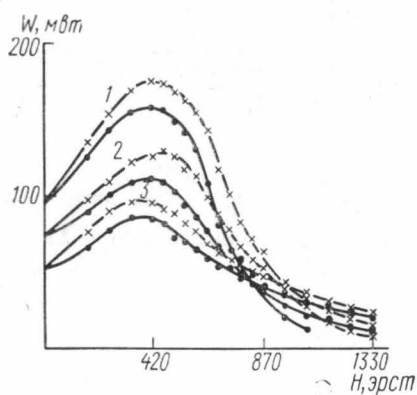


Рис. 1. Зависимость выходной мощности излучения от величины магнитного поля при разрядном токе 30 а и различных давлениях. ● — поля однонаправленные, + — встречные поля: 1 — $p=0,36$, 2 — $p=0,43$, 3 — $p=0,54$ мм рт. ст.

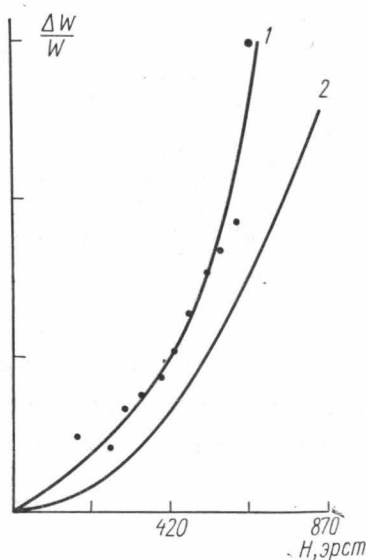


Рис. 2. Зависимость относительных магнитооптических потерь от величины магнитного поля. Кривая 1 — экспериментальная кривая изменения относительных потерь

$$\left(\frac{\Delta W}{W} = \frac{2(W_+ - W_0)}{W_+ + W_0} \right),$$

где W_0 и W_+ — мощность излучения при однонаправленных и встречных полях) давление 0,357 мм рт. ст., ток 30 а. Кривая 2 — теоретическая кривая при $\kappa=0,001 \text{ см}^{-1}$

Условие разрешимости этих уравнений имеет вид

$$\text{Det} \begin{vmatrix} \alpha^2 \frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} - 1 & \alpha j \frac{\beta_{\text{л}} - \beta_{\text{п}}}{2} \\ -j\alpha \frac{\beta_{\text{л}} - \beta_{\text{п}}}{2} & \frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} - 1 \end{vmatrix} = 0,$$

т. е.

$$\left(\alpha^2 \frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} - 1 \right) \left(\frac{\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{п}}}{2} - 1 \right) - \alpha^2 \frac{(\beta_{\text{л}} - \beta_{\text{п}})^2}{4} = 0. \quad (5)$$

При наложении магнитного поля для левокруговой поляризации

$$k_L(\omega) = k(\omega - \omega_0 - \Omega), \quad \kappa_L(\omega) = \kappa(\omega - \omega_0 - \Omega)$$

и для правокруговой поляризации

$$k_R(\omega) = k(\omega - \omega_0 + \Omega), \quad \kappa_R(\omega) = \kappa(\omega - \omega_0 + \Omega),$$

где Ω — ларморова частота данного оптического перехода.

Рассмотрим случай, когда частота излучения совпадает с центром контура усиления ($\omega = \omega_0$). Тогда, подставляя действительные значения β_L и β_R и замечая, что в силу симметрии функции κ , $\kappa_L = \kappa_R$, приведем уравнение (5) к виду:

$$\left(\alpha^2 r e^{\kappa z} \frac{\cos k_L z + \cos k_R z}{2} - 1 \right) \times \\ \times \left(r e^{\kappa z} \frac{\cos k_L z + \cos k_R z}{2} - 1 \right) - \alpha^2 r^2 e^{2\kappa z} \frac{(\cos k_L z - \cos k_R z)^2}{4} = 0. \quad (6)$$

Откуда для коэффициента усиления $K = r e^{\kappa z}$ получаем

$$K = \frac{(1 + \alpha^2)(\cos k_R z + \cos k_L z)}{4\alpha^2 \cos k_R z \cos k_L z} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{16\alpha^2 \cos k_R z \cdot \cos k_L z}{(1 + \alpha^2)^2 (\cos k_R z + \cos k_L z)^2}} \right]. \quad (7)$$

Поскольку $k = \frac{\omega}{c} n$ (где n — коэффициент преломления, и $n(\omega)$ линейно зависит от частоты в достаточных пределах, а также по условию настройки на ω_0 , $\frac{\omega_0}{c} n z = m\pi$, где m целое число), то

$$\cos k_R z = \cos k_L z.$$

Поэтому

$$K = \begin{cases} \frac{1}{\cos kz} \\ \frac{1}{\cos kz \alpha^2} \end{cases} \quad (8)$$

для компонентов E_y и E_x , т. е. для центральной частоты с увеличением напряженности магнитного поля амплитуда изменяется пропорционально $1/\cos[k(\Omega)z]$, а потери интенсивности излучения растут пропорционально $1/\cos^2(kz)$ (см. рис. 2).

Поскольку центральная частота линейно поляризована, то любая другая частота будет иметь большие потери за счет того, что при удалении от центра частотного контура усиления растет эллиптичность излучения и одновременно возрастают потери на окнах Брюстера. Поэтому полученная зависимость потерь излучения от величины магнитного поля справедлива при Ω меньших доплеровской полуширины контура усиления, т. е. при не очень больших магнитных полях.

В заключение автор выражает благодарность А. Е. Новик у за обсуждение полученных результатов и чл.-корр. Р. В. Хохлову за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новик А. Е., Сасоров В. П. и др. «Журн. прикладной спектроскопии», № 5, 886, 1969.
2. Sinclair D. C. JOSA, 56, 12, 1727, 1966.

Поступила в редакцию
28.5 1972 г.

Кафедра
волновых процессов