

- [1] Deacon D.A.G., Elias L.R., Madeg J.M.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 16, p. 892-894.
- [2] Al-Abawi H., Hopf F.A., Moore G.T., Scully M.O. - Opt. Commun., 1979, v. 30, N 2, p. 235-238.
- [3] Colson W.B., Ride S.K. In: Free-electron generators of coherent radiation, Physics of Quantum Electronics, v. 7, Addison-Wesley, 1980, p. 373-414.
- [4] Bogomolov Yu.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. et al. - Opt. Commun., 1981, v. 36, N 3, p. 209-212.
- [5] Disker R.H. - Phys. Rev., 1954, v. 93, N 1, p. 99-114.
- [6] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 5, с. 1565-1581.
- [7] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - Изв. вузов. Радиофизика, 1986, т. 29, № 9, с. 1095-1116.
- [8] Bonifacio R., Casagrand F. - Nucl. Instr. and Meth. Phys. Research, 1985, v. A239, N 1, p. 36-42.
- [9] Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.

Институт прикладной физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
12 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

АВТОСТАБИЛИЗАЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г. Гуделев, А.Ч. Измайлов,
В.М. Ясинский

Возможности практического применения газового лазера существенно расширяются при наложении на его активную среду постоянного магнитного поля [1]. Так, например, изменяя его напряженность и ориентацию, можно эффективно управлять межмодовым взаимодействием, реализуя при этом одно- и двухчастотные режимы генерации.

В настоящей работе в результате экспериментальных и теоретических исследований показана возможность использования поперечного магнитного поля для пассивной стабилизации интенсивности выходного излучения непрерывного газового лазера. При этом анализировалась генерация гелий-неонового лазера на переходе $2S_2 - 2P_4$ (с длиной волны 1.15 мкм). На одноизотопную активную среду лазера накладывалось однородное поперечное магнитное поле H направленное параллельно одной из осей линейной фазовой анизотропии резонатора. При напряженности поля $20 \text{ Э} \leq H \leq 200 \text{ Э}$ был возможен устойчивый режим генерации двух волн линейных взаимно-ортогональных поляризааций с достаточно малой разностью частот [2, 3]. В данной работе использован лазер с разностной частотой ~ 2 МГц. В дальнейшем будем называть π -волной - излучение лазера с электрическим вектором, параллельным направлению поля H , а σ -волной - волну ортогональной поляризации. Вариации уровня накачки активной среды приводят к изменениям δI_π и δI_σ интенсивностей указанных волн I_π и I_σ . Экспериментальные исследования показали существенное различие влияния напряженности поля H на величины δI_π и δI_σ , при этом оказалось, что δI_π может изменять знак, обращаясь в нуль при некотором значении $H = H_0$. Теоретический расчет влияния H на δI_π , проведенный на основе соотношений работ [2, 4] с учетом условий описываемого эксперимента, также отражает отмеченную выше закономерность. На рис. 1 приведена расчетная зависимость $\frac{\delta I_\pi}{\delta I}$ (где $\delta I = \delta I_\pi + \delta I_\sigma$) в области двухчастотной генерации при настройке на центр контура усиления, из которой видно, что при достаточно малых значениях H величина $\frac{\delta I_\pi}{\delta I}$ становится отрицательной. В результате этого вариации интенсивности σ -волны превышают вариации суммарной интенсивности излучения лазера ($\delta I_\sigma > \delta I$), а повышение уровня накачки одновременно с ростом I_σ и полной выходной мощности $I = I_\pi + I_\sigma$ сопровождается уменьшением I_π . В этом случае вклад в интенсивность π -волны за счет повышения уровня накачки оказывается меньшим по величине, чем уменьшение I_π за счет эффектов самонасыщения и кросс-насыщения σ -волной. С ростом H взаимодействие волн ослабляется, влияние кросс-насыщения уменьшается и при определенном значении напряженности поля $H = H_0$ вклад накачки в I_π полностью компенсируется за счет отмеченных выше эффектов насыщения. Очевидно, что при этом $\delta I_\pi = 0$ и влияние флуктуаций накачки на интенсивность π -волны сводится к минимуму. Это повышение стабильности интенсивности π -волны по отношению к изменениям уровня накачки в дальнейшем будем называть автостабилизацией интенсивности, поскольку оно обусловлено исключительно спецификой взаимодействия π - и σ -волн в активной среде с соответствующим перераспределением энергии между ними и не требует использования внешних обратных связей. Для наглядной иллюстрации эффекта автостабилизации на рис. 2 представлены экспериментальные зависимости интенсивностей π - и σ -волн от рас-

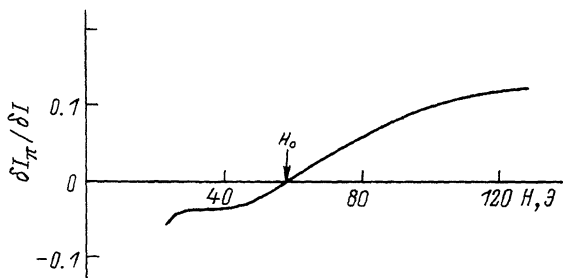


Рис. 1.

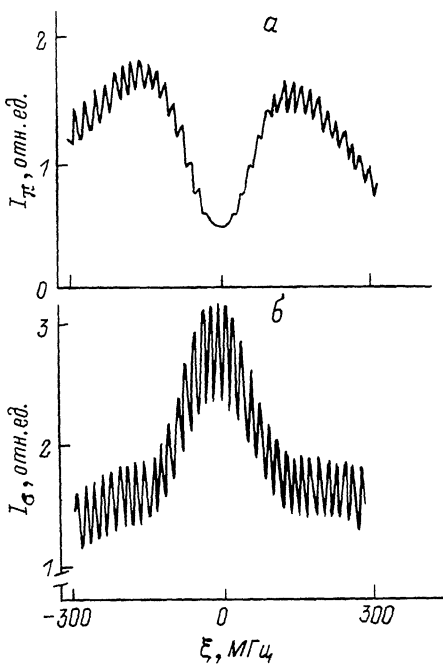


Рис. 2.

стройки длины резонатора ξ (относительно центра контура усиления активной среды) в случае модуляции тока накачки при напряженности поля $H = H_0 = 50$ Э. Видно, что при $\xi = 0$ вариации δI_G достигают максимума (рис. 2, б). При этом амплитуда модуляции интенсивности π -волны не превышала 1% от δI_G (рис. 2, а). Данный эффект наблюдается также в условиях значительного уровня шумов в суммарной выходной мощности излучения, связанных с возбуждением нерегулярных страт при больших токах разряда. Это свидетельствует о малой инерционности процессов, приводящих к появлению эффекта автостабилизации. То обстоятельство, что интенсивность π -волны при определенном значении напряженности $H = H_0$ практически не зависит от уровня накачки, может быть с успехом использовано для пассивной стабилизации выходной мощности лазера с помощью поперечного магнитного поля. В этом случае π -волна представляет собой полезное выходное излучение лазера, а σ -волна играет роль демпфера, воспринимающего на себя вклад флуктуаций накачки в суммарную выходную мощность. Следовательно, при прочих равных условиях уровень шумов в интенсивности π -волны может быть сделан значительно ниже, чем в выходной интенсивности обычных лазеров.

Л и т е р а т у р а

- [1] В о й т о в и ч А.П. Магнитооптика газовых лазеров. Минск: Наука и техника, 1984, 208 с.
- [2] Г о н ч у к о в С.А., Е р м а ч е н к о В.М., И з м а й л о в А.Ч., К а с у м о в а Р.Д., П е т р о в с к и й В.Н., Р у р у к и н А.Н. — Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 2, с. 333–340.
- [3] Г у д е л е в В.Г., Я с и н с к и й В.М. — Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 7, с. 1420–1428.
- [4] И з м а й л о в А.Ч. Автореф. Канд. дис. М.: МИФИ, 1983. 119 с.

Институт физики
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
1 сентября 1987 г.