

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.373.1

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. И. Дьяконов, С. А. Фридрихов

СОДЕРЖАНИЕ

I. Магнитооптические эффекты в газовом лазере	565
§ 1. Вводные замечания (565). § 2. Основы теории газового лазера в магнитном поле (567). § 3. Влияние магнитного поля на интенсивность (571). § 4. Биения в магнитном поле (577). § 5. Поляризационные эффекты (581). § 6. Использование эффекта Зеемана для широкополосного изменения частоты газового лазера (586). § 7. Стабилизация частоты одномодового газового лазера с помощью магнитного поля (589).	
II. Плазменно-оптические эффекты в газовом лазере в присутствии магнитного поля	592
§ 8. Влияние магнитного поля на накачку (вч-накачка и накачка постоянным током) (593). § 9. Электронный циклотронный резонанс в газоразрядном лазере (свч-накачка) (597).	
Цитированная литература	599

За пять лет, прошедших со времени создания Джаваном, Беннетом и Эрриотом¹ первого газового лазера, опубликовано огромное количество работ, посвященных исследованию различных физических процессов, связанных с генерацией света активной газовой средой. В частности, накоплен обширный материал, относящийся к влиянию магнитных полей на работу газового лазера. Изучение этого вопроса важно как для более глубокого понимания электродинамики лазера, так и для практических целей (перестройка и стабилизация частоты, увеличение мощности лазера и т. д.). В связи с этим поведение газового лазера в магнитном поле приобретает все больший интерес как для экспериментаторов, так и для теоретиков. Достаточно полные теоретические исследования в этой области были проведены, однако, совсем недавно — после появления известной работы Лэмба². К настоящему времени достигнуто качественное понимание ряда эффектов, обнаруженных при помещении газового лазера в магнитное поле. Однако в этом направлении необходимы более детальные экспериментальные и теоретические работы. Цель настоящего обзора — изложить основные особенности поведения газового лазера в магнитном поле и систематизировать имеющиеся в литературе данные по этому вопросу.

I. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

§ 1. Вводные замечания

Магнитное поле может влиять на работу газового лазера двояким образом. Во-первых, магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению рабочих уровней атомов газа. Это расщепление обуславливает ряд магнитооптических эффектов, заключающихся в изменении интенсивности,

частот генерации и поляризации излучения лазера. Во-вторых, достаточно сильное магнитное поле в газоразрядном лазере может влиять на характеристики плазмы газового разряда (электронную концентрацию и температуру), определяющие скорость накачки на верхний и нижний рабочие уровни. Изменения интенсивности излучения газоразрядного лазера вследствие влияния магнитного поля на накачку в дальнейшем мы будем условно называть плазменно-оптическими эффектами. Обычно эти эффекты становятся заметными при напряженностях магнитного поля порядка сотен эрстед.

Для изучения магнитооптических эффектов в газовом лазере использовался в основном лазер на смеси $\text{He}-\text{Ne}$. При этом главным образом исследовалось влияние магнитного поля на генерацию излучения с длинами волн 0,63, 1,15 и 3,39 мк. В обозначениях Пашена этим длинам

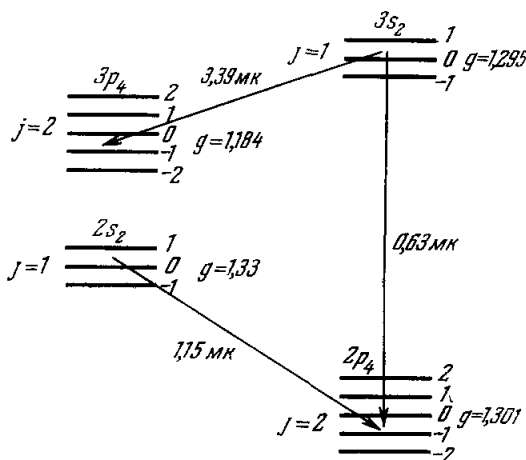


Рис. 1. Схема зеемановского расщепления уровней $3s_2$, $3p_4$, $2s_2$ и $2p_4$ атома неона.

полного момента j , расщепляется на $2j+1$ подуровней, отличающихся значениями магнитного квантового числа. Энергетическое расстояние между двумя соседними подуровнями равно $g\mu_0 H$, где μ_0 — магнетон Бора. Правила отбора для дипольного излучения разрешают лишь такие переходы между подуровнями верхнего и нижнего состояний, при которых магнитное квантовое число не изменяется (π -компоненты) или меняется на ± 1 (σ^+ - и σ^- -компоненты). Схема зеемановского расщепления уровней $3s_2$, $3p_4$, $2s_2$, $2p_4$ атома Ne приведена на рис. 1.

Линия усиления (поглощения) газа в отсутствие магнитного поля, как хорошо известно, представляет собой доплеровский контур с центром на частоте перехода ω_0 и с шириной, определяемой длиной волны перехода и тепловой скоростью атомов. (Например, для линии $\lambda = 1,15$ мк Ne при комнатной температуре доплеровская ширина составляет ~ 800 МГц).

В магнитном поле линия усиления расщепляется, вообще говоря, на несколько компонент. В частности, в продольном магнитном поле для перехода $j_1 = 1 \rightarrow j_0 = 2$ доплеровский контур расщепляется на шесть компонент: три компоненты, усиливающие свет с правой круговой поляризацией (ПКП) и три — с левой круговой поляризацией (ЛКП). Если g -факторы верхнего и нижнего состояний одинаковы, то зеемановские расщепления для этих состояний равны, и линия усиления в продольном

волн соответствуют переходы $3s_2 - 2p_1$, $2s_2 - 2p_4$, $3s_2 - 3p_1$ атома неона. Верхние рабочие уровни для этих переходов характеризуются значением полного момента атома $j_1 = 1$, нижние уровни — значением $j_0 = 2$. Экспериментальные значения g -факторов для этих уровней следующие³. Для уровня $3s_2$ $g = 1,295$, для уровня $3p_4$ $g = 1,184$, для уровня $2p_4$ $g = 1,301$. Для уровня $2s_2$ Форком и Пейтелем⁴ получено значение $g = 1,33$. Вычисление g -факторов по схеме $|j_1|$ -связи⁵ дает для всех этих уровней значение $g = 4/3$.

Как известно, в магнитном поле H атомный уровень, характеризующийся квантовым числом

поле расщепляется всего на две компоненты, соответствующие усилению света с ПКП и ЛКП. Для основных линий He — Ne лазера g -факторы верхнего и нижнего рабочих уровней мало отличаются друг от друга. В слабом магнитном поле этим различием можно пренебречь. Однако в сильных магнитных полях разница в величинах g -факторов может стать существенной (см. § 6).

Магнитооптические эффекты в газовом лазере являются следствием расщепления линии усиления активной среды в магнитном поле. Это расщепление, например, усложняет эффект затягивания частоты и приводит к возникновению низкочастотных биений в лазерном излучении (см. § 4). Кроме того, существенную роль играют нелинейные эффекты, связанные с движением провалов на линии усиления при изменении магнитного поля.

В настоящем обзоре мы ограничились рассмотрением работы лазера в постоянном и однородном магнитном поле *). Предполагается также, что величина зеемановского расщепления гораздо меньше расщепления, обусловленного тонкой структурой. Магнитооптическим эффектам посвящены §§ 2—5. Эти эффекты наблюдаются обычно при таких магнитных полях, при которых можно пренебрегать изменением параметров плазмы под действием магнитного поля. В §§ 6, 7 затронуты вопросы практического использования магнитооптических эффектов. Рассмотрение плазменно-оптических эффектов проведено в §§ 8, 9. При написании формул мы будем использовать круговые частоты, однако величины частот колебаний и частотных интервалов будут даваться в герцах.

§ 2. Основы теории газового лазера в магнитном поле

Теория лазера строится на основе совместного решения уравнений Максвелла для электромагнитного поля в резонаторе и материальных уравнений, описывающих поведение активной среды.

Теорию газового лазера дал Лэмб ². Он исходил из предположений, что рабочие уровни не вырождены и что излучение лазера линейно поляризовано в определенном направлении (последнее предположение оправдано для лазера с брюстеровскими окошками). Магнитооптические эффекты в газовом лазере связаны с расщеплением рабочих уровней в магнитном поле, поэтому теория этих эффектов должна учитывать реальную зеемановскую структуру уровней. В лазере без выделенного направления поляризации (в дальнейшем мы будем для краткости называть такой лазер «плоским») поляризация излучения существенно зависит от магнитного поля и не может считаться фиксированной.

Ниже излагаются основы теории газового лазера при наличии магнитного поля (см. ⁷⁻¹²).

Ограничимся рассмотрением одномодового режима. Тогда электрическое поле в лазере может быть представлено в виде

$$\mathcal{E}(s, t) = [\mathbf{e}(t) - \mathbf{e}^*(t)] \sin ks, \quad (2.1)$$

где $k = n\pi/L$, n — целое число, L — расстояние между зеркалами, s — координата вдоль оси лазера. Как обычно, мы пренебрегаем слабой зависимостью поля от поперечных координат. Поле (2.1) наводит в газе дипольный момент. Обозначим положительно частотный вклад в плотность этого дипольного момента через $\mathcal{P}(s, t)$. Из уравнений Максвелла можно

*) В экспериментах Кудшау и Каннеллауда ⁶ получены интересные данные о влиянии переменного магнитного поля на излучение газового лазера. Однако этот вопрос мало изучен и требует дальнейшего исследования.

получить следующее уравнение для $\mathbf{e}(t)$ ²:

$$\frac{d^2 \mathbf{e}}{dt^2} + \frac{\omega_n}{Q} \frac{d\mathbf{e}}{dt} + \omega_n^2 \mathbf{e} = -4\pi \frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2}, \quad (2,2)$$

где

$$\mathbf{P}(t) = \frac{2}{L} \int_0^L \mathcal{P}(s, t) \sin ks \, ds \quad (2,3)$$

— та часть дипольного момента $\mathcal{P}(s, t)$, которая имеет то же пространственное распределение, что и поле \mathcal{E} , $\omega_n = kc$ — собственная частота резонатора для рассматриваемой моды, Q — добротность резонатора.

Задача состоит, таким образом, в нахождении величины $\mathbf{P}(t)$, с учетом того, что газ находится в магнитном поле. Существенным при этом является то обстоятельство, что индуцированный дипольный момент связан с полем излучения нелинейным образом, так как излучение влияет на поляризуемость активной среды. Для исследования основных эффектов, возникающих при помещении газового лазера в магнитное поле, достаточно, следуя процедуре Лэмба ², вычислить дипольный момент \mathbf{P} с точностью до членов третьего порядка по напряженности электрического поля в резонаторе. Такие вычисления произведены рядом авторов. В работах Форка и Сарджента ⁷ и Розанова и Тулуба ⁹ поляризуемость газа в продольном магнитном поле вычислена для простейшего случая, когда полные моменты верхнего (j_1) и нижнего (j_0) рабочих уровней равны соответственно единице и нулю. Для произвольных моментов j_1 и j_0 в случае продольного магнитного поля величина \mathbf{P} рассчитана в работе ⁸. Удобное для количественных расчетов выражение для нелинейной поляризуемости газа при произвольных значениях моментов j_1 и j_0 и произвольном направлении магнитного поля получено в работе Переля и одного из авторов ¹². В последней работе учтен также спонтанный переход с верхнего уровня на нижний.

Пусть верхний и нижний рабочие уровни характеризуются значениями полного момента атома j_1 и j_0 , g -факторами g_1 и g_0 и временами жизни γ_1^{-1} и γ_0^{-1} соответственно. Будем нумеровать зеемановские подуровни верхнего состояния значками m и m' , подуровни нижнего состояния — значками μ и μ' . Состояние активной среды описывается матрицей плотности \hat{f} , зависящей от координаты s , проекции скорости атома вдоль оси резонатора v и времени t . Матричные элементы \hat{f} , относящиеся к верхнему состоянию, обозначим через $f_{mm'}$, матричные элементы, относящиеся к нижнему состоянию, — через $f_{\mu\mu'}$. Элементы матрицы плотности, связывающие верхнее и нижнее состояния обозначим $f_{\mu m}$ и $f_{m\mu} = f_{\mu m}^*$. Уравнения движения при наличии магнитного поля \mathbf{H} имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{mm'}}{\partial t} + v \frac{\partial f_{mm'}}{\partial s} &= (-\gamma_1 - i\Omega_{mm'}) f_{mm'} + \frac{i}{h} \sum_{\mu} [(\mathcal{E} d_{\mu m}) f_{\mu m'} - \\ &\quad - f_{\mu\mu} (\mathcal{E} d_{\mu m'})] + \gamma_1 N_1 F(v) \delta_{mm'}, \\ \frac{\partial f_{\mu\mu'}}{\partial t} + v \frac{\partial f_{\mu\mu'}}{\partial s} &= (-\gamma_0 - i\Omega_{\mu\mu'}) f_{\mu\mu'} + \frac{i}{h} \sum_{m} [(\mathcal{E} d_{\mu m}) f_{m\mu'} - \\ &\quad - f_{\mu m} (\mathcal{E} d_{\mu m'})] + \gamma_0 N_0 F(v) \delta_{\mu\mu'}, \quad (2,4) \\ \frac{\partial f_{\mu m}}{\partial t} + v \frac{\partial f_{\mu m}}{\partial s} &= (-\gamma_{10} - i\Omega_{\mu m} + i\omega_0) f_{\mu m} + \\ &\quad + \frac{i}{h} \left[\sum_{m_1} (\mathcal{E} d_{\mu m_1}) f_{m_1 m} - \sum_{\mu_1} f_{\mu \mu_1} (\mathcal{E} d_{\mu_1 m}) \right]. \end{aligned}$$

ТОВАРИЩИ ЧИТАТЕЛИ!

РАБОТНИКИ БИБЛИОТЕК!

Редакция журнала «Успехи физических наук» просит Вас ответить на несколько вопросов нашей анкеты (или на часть из них); кроме того, мы просим Вас написать Ваши предложения по улучшению работы журнала.

1. Род занятий _____

_____ (научный работник, инженер, преподаватель, аспирант, студент)

2. Область научных интересов _____

_____ (физика, химия, математика, механика, астрономия и т. д.)

3. Какие статьи в журнале УФН за последний, 1966, год понравились и были полезны Вам? _____

4. На какие темы статьи необходимы Вам? _____

5. Какие тематические выпуски журнала желательны?

6. Каково Ваше мнение о статьях разделов «Физика наших дней», «Из текущей литературы», «Методические заметки»? _____

7. Подписываетесь ли Вы на наш журнал? Если не подписываетесь, то почему? _____

8. Ваши предложения по улучшению содержания журнала: _____

Ответы на вопросы просим направлять по адресу: Москва, В-71, Ленинский проспект, 15, Главная редакция физико-математической литературы, редакция журнала «Успехи физических наук».

Здесь $d_{m\mu}$ — матричный элемент оператора дипольного момента атома, $\Omega_{mm'} = (m - m') \Omega_1$, $\Omega_{\mu\mu'} = (\mu - \mu') \Omega_0$, $\Omega_{\mu m} = \mu \Omega_0 - m \Omega_1$, $\hbar \Omega_1 = \mu_0 g_1 H$, $\hbar \Omega_0 = \mu_0 g_0 H$, μ_0 — магнетон Бора, $\gamma_{10} = 1/2 (\gamma_1 + \gamma_0)$, $\delta_{mm'}$ и $\delta_{\mu\mu'}$ — символы Кронекера. Величина γ_1 имеет смысл заселенности отдельного зеемановского подуровня верхнего состояния, которая создавалась бы накачкой при отсутствии поля излучения в лазере. N_0 — то же для нижнего состояния. Предполагается, что накачка однородна и изотропна, причем атомы на верхнем и нижнем уровнях рождаются с максвелловским распределением по скоростям $F(v)$ — максвелловское распределение, нормированное на единицу. Ось квантования выбрана совпадающей с направлением магнитного поля \mathbf{H} (ось z).

Решив уравнение (2,4), следует вычислить плотность дипольного момента $\mathfrak{P}(s, t)$, входящую в выражение (2,3), по формуле

$$\mathfrak{P}(s, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dv \sum_{m\mu} f_{m\mu}(s, v, t) d_{m\mu} \quad (2,5)$$

Уравнения (2,1–2,5) являются полной системой уравнений, описывающих поведение газового лазера в магнитном поле при одномодовом режиме. Получающееся в общем случае ¹² выражение для \mathbf{P} весьма громоздко. Приведем формулы, выведенные для продольного магнитного поля в предположении, что g -факторы верхнего и нижнего уровней равны *) (это предположение хорошо оправдывается для основных линий He — Ne лазера). Тогда $\Omega_1 = \Omega_0 = \Omega$. Вычисление дипольного момента \mathbf{P} с точностью до кубических по электрическому полю членов приводит к результату ^{11–12}

$$P_q = \chi_q e_q, \quad (2,6)$$

где P_q и e_q ($q = \pm 1$) — круговые компоненты векторов \mathbf{P} и \mathbf{e} соответственно. $P_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} (P_x + iP_y)$, $P_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (P_x - iP_y)$. Ось z совпадает с осью s . Нечисленная поляризуемость χ_q (при $\gamma_{10} = ku$) дается выражениями

$$\chi_1 = a_1 - b_{11} |e_1|^2 - b_{1, -1} |e_{-1}|^2, \quad (2,7)$$

$$\chi_{-1} = a_{-1} - b_{-1, 1} |e_1|^2 - b_{-1, -1} |e_{-1}|^2,$$

где

$$a_1 = \alpha e^{-\xi_1^2} \left(1 - \frac{2}{1-\gamma_1} \int_0^{\xi_1^2} e^{t^2} dt \right), \quad (2,8)$$

$$\begin{aligned} b_{11} &= \frac{3}{4} \frac{|d|^2}{\hbar^2 \gamma_{10}} \alpha e^{-\xi_1^2} \left\{ \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right) \left[1 - \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10} - i(\delta - \Omega)} \right] \right. \\ b_{1, -1} &= \frac{3}{4} \frac{|d|^2}{\hbar^2 \gamma_{10}} \alpha e^{-\xi_1^2} \left\{ \left(\frac{A_2}{\gamma_0} - \frac{A_3}{\gamma_1} \right) \left(\frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10} - i\Omega} - \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10} - i\delta} \right) - \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{A_2}{\gamma_1 - 2i\Omega} - \frac{A_3}{\gamma_0 - 2i\Omega} \right) \left(\frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10} - i\Omega} + \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10} - i(\delta - \Omega)} \right) \right\}, \quad (2,9) \\ b_{-q, -q}(\Omega) &= b_{q, q}(-\Omega) \end{aligned}$$

Здесь $\alpha = \pi^{1/2} |d|^2 (N_1 - N_0) / 3 \hbar k u$, $\xi_q = (\delta - q\Omega) / ku$, $\delta = \omega_n - \omega_0$ — расстройка резонатора, d — приведенный матричный элемент дипольного момента, u — наиболее вероятная скорость атома. Числа A_1 , A_2 и A_3 зависят только от величин γ_1 и γ_0 и выражаются через $6J$ -символы. Для

*) Выражение для поляризуемости χ_1 при $g_1 = g_0$ см. в работе ⁸

случая $j_1 = 1$, $j_0 = 2$ $A_1 = \frac{23}{450}$, $A_2 = \frac{1}{900}$, $A_3 = \frac{7}{300}$. Критерием применимости метода последовательных приближений, с помощью которого получены формулы (2.6–2.9), является условие $|e_q d|^2 < \hbar^2 \gamma_1 \gamma_0$.

Обсудим приведенные результаты. Величина a_q представляет собой обычную линейную поляризуемость газа в магнитном поле. Ее мнимая часть есть (при $N_1 > N_0$) коэффициент усиления у порога генерации, вещественная часть определяет дисперсию. Мнимая часть $a''_{\pm 1}$ как функция магнитного поля имеет максимум при $\Omega = \pm \delta$ и спадает на доплеровской ширине линии, когда $\xi_{\pm 1} \sim 1$. Величина ku связана с шириной доплеровского контура на половине высоты $\Delta\omega_d$ соотношением $\Delta\omega_d = 2\sqrt{\ln 2} ku$.

Второй и третий члены в формулах (2.7) описывают нелинейное влияние лазерного излучения на поляризуемость активной среды. Видно, что поляризуемость χ_1 для излучения ПКП с учетом нелинейности изменяется не только за счет поля e_1 , но и за счет поля e_{-1} . Рассмотрим влияние «своего» и «чужого» полей по отдельности. Электрическое поле в лазере представляет собой стоячую волну (2.1), которая может быть представлена в виде суперпозиции двух волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях. Поэтому правополяризованное излучение усиливается атомами со скоростями, удовлетворяющими условию

$$\omega_n = \omega_0 - \Omega \pm kv, \quad (2.10)$$

причем это равенство должно выполняться с точностью до величины γ_{10} . Известно, что излучение стремится выравнять заселенности на уровнях, между которыми осуществляется переход. Поэтому поле e_1 уменьшает инверсию заселенностей для двух групп атомов со скоростями $v \approx \pm \frac{\delta - \Omega}{k}$ и, таким образом, уменьшает коэффициент усиления $\chi_1'' = \text{Im } \chi_1$. Из условия (2.10) видно, что при $\Omega = \delta$ волна e_1 , бегущая как в положительном, так и в отрицательном направлениях, уменьшает инверсию заселенностей для одних и тех же атомов со скоростями $v \approx 0$. Поэтому при $\delta = \Omega$ нелинейное влияние поля e_1 на поляризуемость χ_1 будет наибольшим. В соответствии со сказанным диагональный коэффициент b_{11} , входящий в выражение (2.7), имеет, согласно формуле (2.9), резонансную особенность при $\Omega = \delta$. При заданной интенсивности $I_1 = |e_1|^2$ коэффициент усиления для правополяризованного излучения должен при $\Omega = \delta$ резко уменьшиться. Фактически же при генерации усиление все время остается равным потерям, поэтому, чтобы удержать коэффициент усиления на заданном уровне, при $\Omega = \delta$ должна упасть интенсивность I_1 .

«Чужое» поле e_{-1} уменьшает инверсию заселенностей для атомов с такими скоростями, что

$$\omega_n = \omega_0 - \Omega \pm kv. \quad (2.11)$$

(Знаки \pm снова соответствуют волнам, бегущим в положительном и отрицательном направлениях.) Из сравнения условий (2.11) и (2.10) видно, что при $\Omega = 0$ те же самые атомы усиливают правополяризованное излучение e_1 . Та же ситуация имеет место при $\omega_n = \omega_0$ ($\delta = 0$). При этом атомы, инверсия заселенностей для которых уменьшается волной с ПКП, бегущей в положительном направлении, участвуют в усилении волны с ПКП, бегущей в отрицательном направлении, и наоборот. Из формулы (2.9) видно, что недиагональные коэффициенты $b_{1,-1}$ и $b_{-1,1}$ действительно имеют резонансные особенности при $\Omega = 0$ и при $\delta = 0$. Второй член в фигурных скобках в выражении (2.9) для недиагонального коэффициента $b_{1,-1}$ связан с существованием недиагональных элементов матриц

плотности $f_{mm'}$ и $f_{\mu\mu'}$ («когерентности»). При $\Omega \geq \gamma_1$, γ_0 этот член становится несущественным.

Физическая причина взаимодействия полей с ПКП и с ЛКП состоит в том, что переходы σ^+ и σ^- могут начинаться (или оканчиваться) на одних и тех же зеемановских подуровнях. Существует, однако, пока не реализованный на практике специальный случай ($j_1 = j_0 = 1/2$), когда это не так. Расчет ¹² показывает, что в этом случае недиагональные элементы равны нулю, т. е. поля разных поляризаций не влияют друг на друга. Влияние поля одной поляризации на поляризуемость для другой имеет место также за счет спонтанного перехода с верхнего рабочего уровня на нижний ¹². Однако если вероятность такого перехода мала по сравнению с вероятностью перехода на все остальные уровни, то этим влиянием можно пренебречь. Для случая продольного магнитного поля подставим выражение (2.6) в уравнение (2.2) и положим $e_1(t) = E_1 e^{i\omega_1 t}$, $e_{-1}(t) = E_{-1} e^{i\omega_{-1} t}$. Тогда, пренебрегая, как обычно, малыми членами, получим

$$\left(\frac{i}{Q} - \frac{2\Delta_1}{\omega_n}\right) E_1 - 4\pi\chi_1 E_1, \quad \left(\frac{i}{Q} - \frac{2\Delta_{-1}}{\omega_n}\right) E_{-1} - 4\pi\chi_{-1} E_{-1}, \quad (2.12)$$

где $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_n$, $\Delta_{-1} = \omega_{-1} - \omega_n$ — сдвиги частот генерации для правой и левой поляризации. Уравнения (2.12), (2.7) позволяют определить интенсивности $I_1 = |e_1|^2$ и $I_{-1} = |e_{-1}|^2$ и сдвиги частот Δ_1 и Δ_{-1} для плоского лазера в стационарном режиме.

В лазере с брьюстеровскими окошками излучение при не слишком большой накачке остается линейно поляризованным. Примем направление поляризации за ось x . Тогда $e_1 = e_{-1} = -e_x / \sqrt{2}$. Пользуясь (2.6) и полагая $e_x = E e^{i\omega_x t}$, получаем для этого случая

$$\frac{i}{Q} - \frac{2\Delta_x}{\omega_n} = -\frac{1}{2}(4\pi\chi_1 - 4\pi\chi_{-1}), \quad \Delta_x = \omega_x - \omega_n, \quad (2.13)$$

причем в выражении (2.7) для χ_q следует теперь положить $I_1 = I_{-1} = I/2$.

Для поперечного магнитного поля нетрудно получить уравнения, аналогичные уравнениям (2.12), (2.13) ¹². Уравнения типа (2.12) являются нелинейными алгебраическими уравнениями и имеют, вообще говоря, несколько решений. Поэтому необходимо выяснить, какое из решений устойчиво и реализуется в действительности. Устойчивость различных типов колебаний исследована в работе ¹².

§ 3. Влияние магнитного поля на интенсивность

Слабое магнитное поле существенно влияет на интенсивность излучения газового лазера.

Из уравнений (2.12), (2.7) следует, что для плоского лазера в продольном магнитном поле возможны случаи, когда существует только левополяризованное или только правополяризованное излучение либо обе волны существуют совместно. Анализ показывает ¹², что при не слишком больших расстройках и магнитных полях устойчив режим, при котором обе поляризации, E_1 и E_{-1} , сосуществуют. В этом случае, сокращая уравнения (2.12) на E_1 и E_{-1} и отделив мнимую часть ($\chi_q = \chi'_q + i\chi''_q$) находим

$$4\pi\chi''_1 = 1/Q, \quad 4\pi\chi''_{-1} = 1/Q. \quad (3.1)$$

Уравнения (3.1) представляют собой просто условие генерации: для каждой из поляризаций усиление равно потерям. Прежде чем приводить

формулы для интенсивности излучения, попытаемся получить основные качественные результаты без выкладок. Введем, следуя Беннету¹³, вспомогательную величину $\chi_q(\omega_c)$. Эта величина имеет смысл поляризуемости для слабого сигнала частоты ω_c , распространяющегося в среде, в которой распределение возбужденных атомов по скоростям искажено сильным полем частоты ω_n . Очевидно, что

$$\chi_q(\omega_c)|_{\omega_c=\omega_n} = \chi_q, \quad (3,2)$$

где нелинейная поляризуемость χ_q дается формулой (2,7). Сильное поле уменьшает инверсию заселенностей для некоторых групп атомов, что

приводит к образованию провалов в коэффициенте усиления для слабого сигнала $4\pi\chi_q''(\omega_c)$ ¹³. Для двухуровневой схемы, обычно принимаемой при рассмотрении газового лазера в отсутствие магнитного поля, справедливо следующее утверждение: интенсивность лазерного излучения пропорциональна полной площади провалов в коэффициенте усиления для слабого сигнала. При учете зеемановского расщепления в магнитном поле это утверждение, вообще говоря, неправильно. Однако может быть рассмотрена упрощенная модель¹¹, в которой оно справедливо и в этом случае. Эта модель основана на предположении о том, что матрицы плотности верхнего и нижнего состояний можно записать в виде $f_{mm'} = \delta_{mm'}f_1$, $f_{\mu\mu'} = \delta_{\mu\mu'}f_0$, т. е. заселенности всех зеемановских подуровней равны и отсутствует «когерентность» между различными зеемановскими подуровнями *).

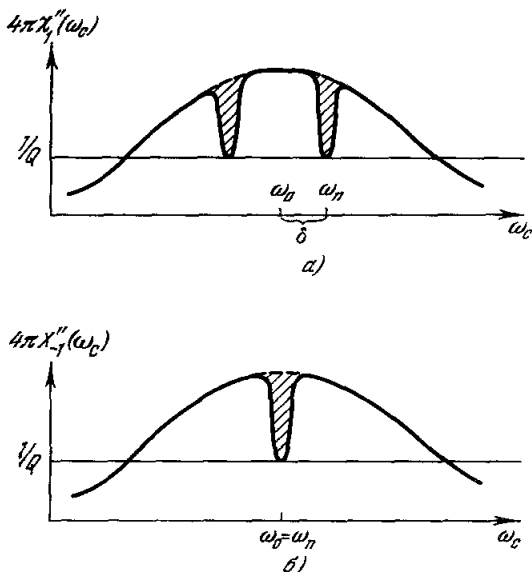


Рис. 2. Зависимость величины усиления ($4\pi\chi_q''$) от частоты слабого сигнала ω_c при наличии генерации на частоте ω_n .

- а) расстройка резонатора $\delta = \omega_n - \omega_0 \neq 0$,
б) $\delta = 0$ (резонатор настроен на центр атомной линии).

Кроме того, так же как и выше, предполагается равенство g -факторов рабочих уровней. Упрощенная модель правильно описывает основные черты рассматриваемых явлений и позволяет дать им простую физическую интерпретацию. В дальнейшем изложении мы будем следовать работе¹¹. Покажем сначала, как с помощью понятия провалов объясняется хорошо известный эффект уменьшения интенсивности излучения при точной настройке резонатора в отсутствие магнитного поля^{2, 14}. На рис. 2, а изображена (при $\Omega = 0$) зависимость величины $4\pi\chi_q''(\omega_c) = 4\pi\chi_{-1}''(\omega_c)$ от частоты слабого сигнала ω_c . Ширина всей кривой определяется доплеровской шириной линии ku . На кривой имеется два провала: один при $\omega_c = \omega_n$, второй — симметричный первому относительно центра линии ω_0 . Условие генерации (3,1) требует, чтобы дно каждого провала касалось горизонтальной прямой $4\pi\chi_q''(\omega_c) = 1/Q$. Ширины провалов

*) Это предположение может получить некоторое обоснование, если существенную роль играют деполаризующие столкновения с малым изменением скорости.

определяются полусуммой естественных ширин рабочих уровней γ_{10} . При настройке резонатора на центр атомной линии ($\omega_n = \omega_0$) провалы сливаются (рис. 2, б). При сравнении с рис. 2, а видно, что площадь провалов, а следовательно, и интенсивность излучения, при этом уменьшилась.

Графики коэффициентов усиления для право- и левополяризованного слабого сигнала $4\pi\chi_{\pm 1}''(\omega_c)$ при наличии продольного магнитного поля изображены на рис. 3. Максимумы этих кривых теперь раздвинуты на величину 2Ω (напомним, что Ω есть расстояние между зеемановскими подуровнями, которое считается одинаковым для верхнего и нижнего состояний). Рассмотрим график величины $4\pi\chi_1''(\omega_c)$. На этой кривой имеется четыре провала. Однократно заштрихованные провалы связаны с искажением распределения атомов по скоростям под действием сильного поля E_1 («свои» провалы). Дважды заштрихованные провалы связаны с влиянием поля E_{-1} («чужие» провалы). Как уже упоминалось в § 2, поле E_1 и поле E_{-1} уменьшают инверсию заселенностей для атомов, скорости которых удовлетворяют условиям

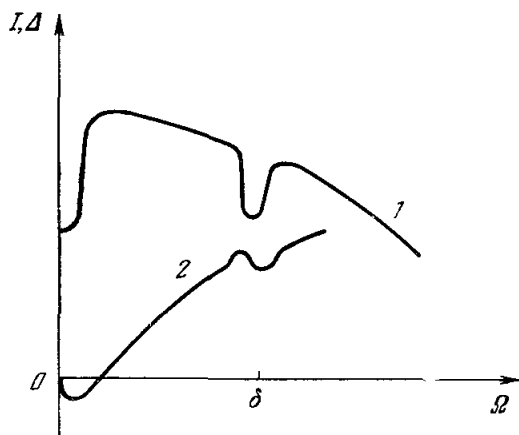


Рис. 4. Схематическая зависимость интенсивности излучения лазера I (кривая 1) и частоты низкочастотных биений Δ (кривая 2) от величины продольного магнитного поля.

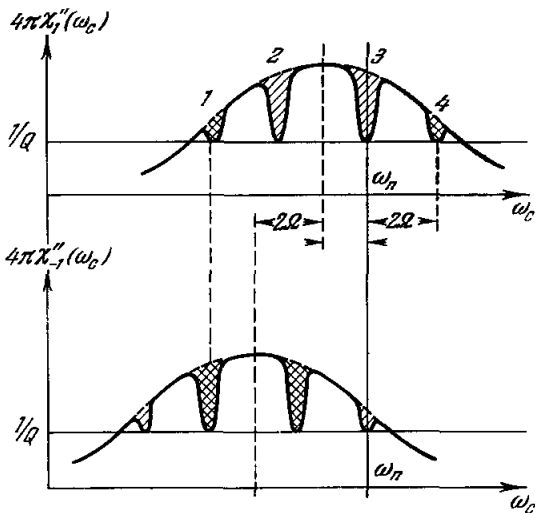


Рис. 3. Зависимость коэффициентов усиления $4\pi\chi_{\pm}''$ для право- и левополяризованного сигнала от частоты сигнала ω_c при наличии продольного магнитного поля. (Ω — расстояние между зеемановскими подуровнями; стрелками без обозначений указана область $\delta = \Omega$.)

$\omega_n = \omega_0 + \Omega \pm kv$ и $\omega_n = \omega_0 - \Omega \pm kv$ соответственно. Эти атомы принимают участие в усилении слабого сигнала с ПКП и с частотой $\omega_c = \omega_0 + \Omega \pm kv$. Таким образом, на кривой для $4\pi\chi_1''(\omega_c)$ возникают «свои» провалы при $\omega_c = \omega_n$ и $\omega_c = \omega_0 - \delta - 2\Omega$ и «чужие» провалы при $\omega_c = \omega_0 + \delta - 2\Omega$ и $\omega_c = \omega_0 - \delta$. Аналогично строятся провалы на кривой $4\pi\chi_{-1}''(\omega_c)$. В рассматриваемой нами упрощенной модели провалы, вызванные полем E_{-1} на кривой $4\pi\chi_1''(\omega_c)$, должны быть в точности такими же, как и на кривой $4\pi\chi_{-1}''(\omega_c)$.

Как видно из рис. 3, когда магнитное поле стремится к нулю ($\Omega \rightarrow 0$), происходит по-

парное слияние провалов 1, 2 и 3, 4. Поэтому интенсивность излучения падает. Другая особенность появляется, когда зеемановское расщепление становится равным расстройке резонатора. При $\Omega = \delta$

сливаются «свои» провалы 2 и 3, и интенсивность излучения также уменьшается. Физически падение интенсивности излучения при слиянии провалов связано с уменьшением числа атомов, участвующих в генерации излучения. На рис. 4 (кривая 1) схематически представлена зависимость интенсивности излучения от приложенного продольного магнитного поля. Минимум интенсивности при $\Omega = \delta$, связанный со слиянием «своих» провалов, насколько нам известно, экспериментально не наблюдался.

Из уравнений (3,1), (2,7—2,9) можно получить следующие формулы для интенсивности излучения плоского лазера:

$$I_1 = |e_1|^2 = D_1/D, \quad I_{-1} = |e_{-1}|^2 = D_{-1}/D, \quad (3,3)$$

$$D_1 = b_{-1, -1}'' \left(a_1'' - \frac{1}{4\pi Q} \right) - b_{1, -1}'' \left(a_{-1}'' - \frac{1}{4\pi Q} \right),$$

$$D_{-1} = b_{11}'' \left(a_{-1}'' - \frac{1}{4\pi Q} \right) - b_{-1, 1}'' \left(a_1'' - \frac{1}{4\pi Q} \right), \quad (3,4)$$

$$D = b_{11}'' b_{-1, -1}'' - b_{1, -1}'' b_{-1, 1}''.$$

Здесь через a'' , b'' обозначены мнимые части коэффициентов a и b , даваемых формулами (2,8), (2,9). Зависимость интенсивности излучения от продольного магнитного поля для лазера с брьюстеровскими окошками будет иметь те же особенности, что и в плоском лазере. В этом случае вместо уравнений (3,1) следует использовать условие $\frac{1}{2} (4\pi\chi_1'' - 4\pi\chi_{-1}'') =$

$1/Q$. Отсюда с помощью формул (2,7—2,9) (где $I_1 = I_{-1} = I/2$) получается следующее выражение для интенсивности излучения:

$$I = 2 \frac{a_1'' + a_{-1}'' - (2\pi Q)^{-1}}{b_{11}'' + b_{-1, -1}'' + b_{-1, 1}'' + b_{-1, -1}''}. \quad (3,5)$$

Из этой формулы и выражений (2,8), (2,9) для коэффициентов a и b ясно виден описанный выше характер зависимости $I(\Omega)$. Таким образом, использование упрощенной модели, предполагающей перемешивание заселенностей по зеемановским подуровням, дает правильное качественное описание зависимости интенсивности от приложенного магнитного поля. Однако влияние недиагональных элементов $f_{mm'}$ и $f_{\mu\mu'}$ не мало, в особенности при слабых магнитных полях, когда на разобранные здесь явления, связанные со слиянием провалов, накладывается эффект Ханле. В частности, на минимум интенсивности излучения при $\Omega = 0$ с шириной γ_{10} может наложиться второй минимум (также при $\Omega = 0$) с шириной, определяемой наименьшей из величин γ_1 и γ_0 .

При наличии поперечного магнитного поля направим ось y вдоль оси резонатора s (ось z направлена по магнитному полю). В этом случае для плоского лазера интенсивности I_x и I_z определяются из уравнений

$$4\pi\chi_x'' = 1/Q, \quad 4\pi\chi_z'' = 1/Q,$$

где $\chi_x = \frac{1}{2} (\chi_1 + \chi_{-1})$, $\chi_z = \chi_0$. Рассмотрение провалов на кривых $\chi_1''(\omega_c)$ и $\chi_z''(\omega_c)$ показывает, что, кроме особенностей при $\Omega = 0$ и при $\Omega = \delta$, может возникнуть минимум интенсивности при $\Omega = 2\delta$ ¹¹. Этот минимум связан со слиянием «своего» и «чужого» провалов и поэтому проявится только, если в излучении лазера присутствует свет обеих поляризацій.

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по влиянию слабого магнитного поля на интенсивность излучения газового лазера относятся, к сожалению, только к многомодовому режиму. При этом во всех таких экспериментах использовались лазеры с брьюстеровскими окошками.

По-видимому, первым экспериментом такого рода явилась работа Бузера и др.¹⁵ В этой работе исследовалась генерация He — Ne лазера на длине волны 1,15 мк в продольном магнитном поле. Накачка осуществлялась с помощью вч-генератора. Авторы наблюдали слабо выраженный рост интенсивности при увеличении магнитного поля от 0 до ~15 э. При дальнейшем возрастании магнитного поля интенсивность излучения монотонно спадала вплоть до срыва генерации при $H \sim 200$ э. Повышение накачки смещало точку срыва в сторону больших магнитных полей.

Аналогичные результаты в случае продольного магнитного поля для $\lambda = 1,15$ мк были получены Кулшау и Каннелаудом¹⁶ и Фотиади и Фридриховым¹⁷. Кулшау и Каннелауд использовали He — Ne лазер с резонатором конфокального типа, возбуждаемый вч-генератором. Полученная ими зависимость интенсивности от

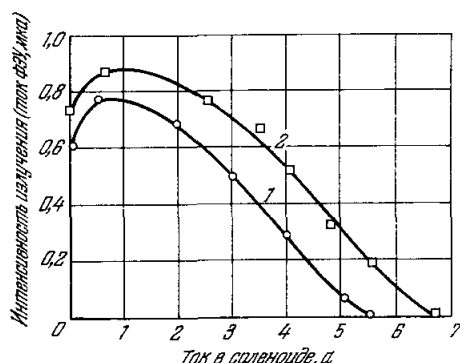


Рис. 5. Зависимость интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 1,15$ мк) от тока в соленоиде (1 а — 40 э) при различных мощностях накачки¹⁶. (Кривая 2 соответствует большей мощности вч-накачки.)

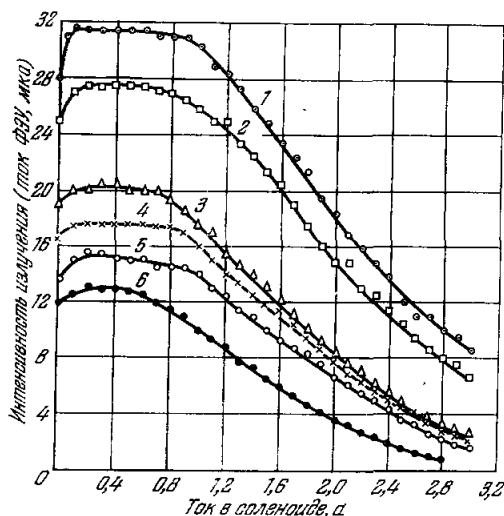


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 1,15$ мк) от тока в соленоиде (1 а — 145 э) при различных мощностях накачки¹⁷.

Возбуждения в режиме постоянного тока 1 р — 1 р = 70 ма, 2 — 50 ма, 3 — 30 ма, 4 — 25 ма, 5 — 20 ма, 6 — 15 ма. $p = 1$ тор, $p_{He}, p_{Ne} = 1/10$, диаметр трубки $d = 6$ мм.

является плато. При малой накачке, а также в режиме вч-возбуждения наблюдались кривые, сходные с полученными в работах^{15 16}.

По поводу этих экспериментов заметим следующее. Непосредственное количественное сравнение результатов этих работ с теоретическими

тока в соленоиде (1 а — 40 э) представлена на рис. 5. Верхняя кривая соответствует большей мощности накачки. Параметры лазера в работе¹⁶ не приводятся.

В работе¹⁷ использовались полуконфокальный резонатор с внешними диэлектрическими зеркалами и трубка длиной 1 м и диаметром 8 мм с окнами под углом Брюстера. Трубка помещалась по оси соленоида длиной 70 см. Излучение регистрировалось фотумножителем ФЭУ-22, который располагался у выходной щели монохроматора ИКС-12. Накачка могла осуществляться как в режиме вч-возбуждения, так и постоянным током. На рис. 6 приведены экспериментальные данные для случая возбуждения постоянным током. В области $0 < H < < 15$ э наблюдается небольшой рост интенсивности (на 8—15%), затем следует весьма пологий максимум и медленный спад. Как видно из рис. 6, при достаточно большой накачке на кривых по-

расчетами⁷⁻¹², относящимися к одномодовому режиму, невозможно. Однако ясно, что минимум интенсивности при $H = 0$ имеет ту же природу, что и в одномодовом режиме. Зеемановское расщепление Ω , отвечающее ширине этого минимума, составляет $\sim 20-40$ Мгц, что находится в качественном соответствии с имеющимися в литературе данными¹⁴ о величине γ_{10} для перехода $2s_2 - 2p_4$ атома Ne. Медленный спад интенсивности при $\Omega > \gamma_{10}$ связан с уменьшением области перекрытия кривых усиления для

переходов σ^+ и σ^- и аналогичен спаду, имеющему место, согласно формуле (3,5), в одномодовом режиме.

Отметим, что при наличии магнитного поля в многомодовом режиме каждой моде соответствуют, вообще говоря, четыре провала в коэффициенте усиления для слабого сигнала $\chi''_i(\omega_i)$. При изменении магнитного поля относительное положение провалов меняется. Слияние каких-либо провалов должно приводить к уменьшению интенсивности излучения при достижении соответствующего магнитного поля. Картина усложняется вследствие эффектов конкуренции мод. Кроме того, как показали Джаван и Джоки¹⁸, применение естественной смеси изотопов не позволяет четко наблюдать лэмбовский провал^{2,14}, имеющий место в отсутствие магнитного поля при точной настройке резонатора.

Аналогичным образом может быть в значительной степени смазан, например, мини-

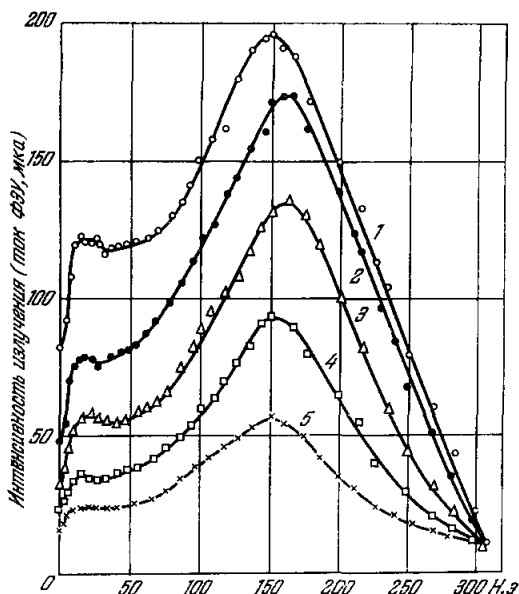


Рис. 7. Зависимость интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мк) от напряженности продольного магнитного поля при различных мощностях накачки¹⁹.

Накачка постоянным током: 1 — $I_p = 30$ ма, 2 — 40 ма, 3 — 50 ма, 4 — 60 ма, 5 — 70 ма, $p = 0,85$ тор, $p_{Ne}/p_{He} = 1/3,6$, $d = 4,5$ мм.

мум интенсивности излучения при $\Omega = \delta$. (Однако минимум при $\Omega = 0$ не смазывается).

В работе Терехина и Фридрихова¹⁹ минимум интенсивности при $H = 0$ наблюдался в случае продольного магнитного поля на красной линии $\lambda = 0,63$ мк. На рис. 7 приведена серия кривых, снятых при давлении смеси 0,85 тор, близком к оптимальному для данного диаметра трубки (4,5 мм). В отличие от кривых рис. 6 для $\lambda = 1,15$ мк в этом случае при магнитных полях от 50 до 150 э наблюдался значительный рост интенсивности излучения. Этот рост связан с подавлением конкурирующего перехода на длине волны $\lambda = 3,39$ мк, характеризующегося чрезвычайно высоким коэффициентом усиления. Ширина доплеровского контура для линии $\lambda = 3,39$ мк (300 Мгц) значительно меньше соответствующей величины для $\lambda = 0,63$ мк (1500 Мгц). Поэтому магнитное поле ~ 100 э существенно уменьшает коэффициент усиления для $\lambda = 3,39$ мк, что приводит к увеличению заселенности общего верхнего уровня $3s_2$ и тем самым к увеличению интенсивности излучения красной линии.

Этот эффект впервые наблюдали Белл и Блум²⁰. Подавляя излучение на длине волны 3,39 мк, им удалось наблюдать не только рост интенсивно-

сти излучения на длине волны $0,63 \text{ мк}$, но и генерацию на всех разрешающих переходах $3s_2 - 2p$. Для выделения отдельных линий в резонатор помещалась призма.

§ 4. Биения в магнитном поле

Интересный эффект, возникающий при помещении газового лазера в магнитное поле, состоит в появлении низкочастотных биений между колебаниями различной поляризации²². Эти биения возникают вследствие затягивания частоты. Известно^{13,14}, что если собственная частота резонатора ω_n не совпадает с атомной частотой, то частота колебаний при генерации сдвигается от ω_n к центру атомной линии. Сдвиг в линейном приближении пропорционален расстройке резонатора и отношению ширины полосы пропускания резонатора $\Delta\omega_n = \omega_n/Q$ к ширине атомной линии $\Delta\omega_d$.

В продольном магнитном поле максимумы коэффициентов усиления для правой и левой поляризации раздвинуты на величину 2Ω . Частоты колебаний с ПКП и с ЛКП притягиваются каждая к центру своей линии. Поэтому для плоского лазера частоты ω_1 и ω_{-1} становятся различными, и в выходящем луче с помощью поляризатора можно наблюдать биения с частотой $\omega_1 - \omega_{-1}$.

В плоском лазере, когда обе поляризации E_1 и E_{-1} присутствуют в излучении, сдвиги частот определяются через вещественную часть поляризуемости из уравнений (2,12)

$$\frac{2\Delta_1}{\omega_n} = -4\pi\chi'_1, \quad \frac{2\Delta_{-1}}{\omega_n} = -4\pi\chi'_{-1}, \quad (4,1)$$

причем в формулу (2,7) для χ'_q следует подставить значения интенсивностей I_1 и I_{-1} , найденные из условий (3,1).

Нелинейное влияние излучения на поляризуемость активной среды, приводящее к появлению минимумов интенсивности излучения (см. § 3), сказывается и на зависимости сдвига частоты от магнитного поля^{7-12, 21}. Удобно качественно исследовать эту зависимость с помощью рассмотрения вещественной части поляризуемости для слабого сигнала $\chi'_g(\omega_c)$.

Наличие провала в кривой усиления $4\pi\chi''_1(\omega_c)$ на некоторой частоте соответствует немонотонности хода дисперсии $4\pi\chi'_1(\omega_c)$ вблизи той же частоты (рис. 8). Длина отрезка AB на рис. 8, согласно первому из уравнений (4,1) и условию (3,2), пропорциональна сдвигу частоты генерации Δ_1 . При слиянии провалов 3 и 4 на рис. 3 изгиб 4 кривой дисперсии на рис. 8 наезжает на точку B , что приводит к немонотонной зависимости сдвига Δ_1 от магнитного поля. Такая немонотонность будет иметь место при $\Omega = 0$ и при $\Omega = \delta$, т. е. в тех же местах, где имеются минимумы интенсивности излучения. Отметим, что эта немонотонность на самом деле проявится при достаточно большой накачке, тем большей, чем больше

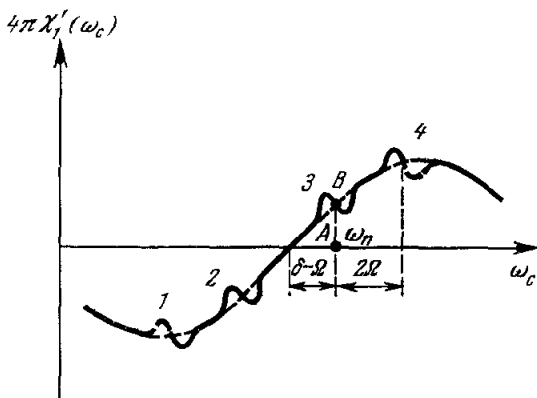


Рис. 8. Кривая дисперсии для слабого сигнала, с ПКП распространяющегося в газовой среде и при наличии генерации на частоте ω_n . Продольное магнитное поле. (Изгибы 1—4 соответствуют провалам 1—4 на рис. 3.)

отношение γ_{10}/ku . На рис. 4 схематически представлена зависимость частоты биений $\Delta = \omega_1 - \omega_{-1} = \Delta_1 - \Delta_{-1}$ от магнитного поля при достаточно большой накачке (кривая 2). Приведем формулу, описывающую зависимость частоты биений Δ от приложенного продольного магнитного поля при точной настройке резонатора ⁸

$$\Delta = -4\pi\omega_n \left[a'_1 - \frac{b'_{11} + b'_{1,-1}}{b''_{11} + b''_{1,-1}} \left(a''_1 - \frac{1}{4\pi Q} \right) \right]. \quad (4.2)$$

Коэффициенты a и b даются формулами (2,8), (2,9), где в этом случае следует положить $\delta = 0$.

На рис. 9 схематически представлена зависимость Δ (Ω) при различной накачке в области, где $\Omega \sim ku$. Кривые 1—7 пронумерованы в порядке возрастающей накачки. Прямая 1 соответствует порогу генерации. При этом

$$a''_1 \approx \alpha = \frac{1}{4\pi Q}, \quad a'_1 \approx -\alpha \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Omega}{ku}$$

и

$$\Delta \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_n}{Q} \frac{\Omega}{ku}. \quad (4.3)$$

При увеличении накачки от порога второй член в формуле (4,2) может стать больше первого, и величина Δ меняет знак. С другой стороны, при $\Omega \gg \gamma_{10}$ второй член стремится к нулю, и частота Δ снова становится положительной.

Как отметили Розанов и Тулуб ⁹, все кривые должны пересекаться в одной точке при $\Omega \sim (ku\gamma_{10})^{1/2}$.

В лазере с брестеровскими окошками поляризация должна быть линейной (при не очень большой накачке), и поэтому биения отсутствуют.

Первые сообщения о наблюдении низкочастотных биений в продольном магнитном поле были сделаны Статцем и др. ²². В этих работах использовался плоский He — Ne лазер с расстоянием между зеркалами в 1 м. Пропуская лазерное излучение через линейный поляризатор при низком уровне возбуждения, авторы наблюдали амплитудную модуляцию сигнала с частотой, пропорциональной напряженности магнитного поля и отношению $\Delta\omega_n/\Delta\omega_d$ (см. формулу (4.3)). Детального изучения зависимости частоты биений от магнитного поля в работах ²² не проведено.

Изучению низкочастотных биений в магнитном поле посвящены работы Кулшау, Каннелауда и Лопеса ^{6, 12, 23}, а также работа Тобиаса и Вэллеса ²⁴. Наиболее интересные данные по этому вопросу получены в работах Кулшау и Каннелауда ^{6, 25}. Авторы ⁶ использовали короткий He — Ne лазер ($\lambda = 1,15 \text{ мк}$) с расстоянием между зеркалами 28,3 см. Возбуждение осуществлялось вч-генератором. Ввиду большого расстояния между аксиальными модами (530 МГц), такой лазер, за исключением случая очень сильного возбуждения, работал в одномодовом режиме. Были приняты меры для тщательной экранировки лазера от случайных магнитных полей и магнитного поля Земли. По оценке авторов остаточное магнитное поле в лазере не превышало 0,1 э. Характерная кривая зависимости частоты низкочастотных биений от напряженности продольного магнитного

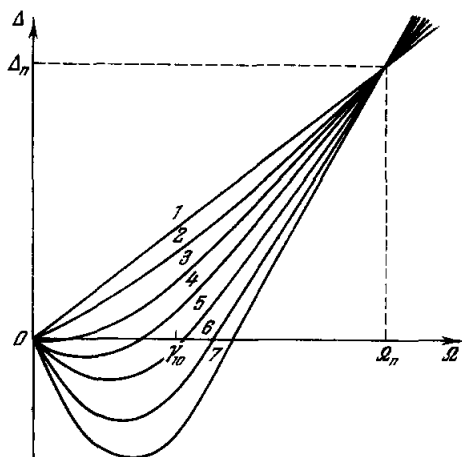


Рис. 9. Схематическая зависимость частоты биений от величины продольного магнитного поля при точной настройке резонатора ($\delta = 0$). (Накачка возрастает от кривой 1 к кривой 7.)

поля, полученная в работе ⁶, приведена на рис. 10. График рис. 10 соответствует случаю точной настройки резонатора ($\omega_n = \omega_0$, $\delta = 0$). Как видно из рис. 10, в данном случае при $H < 16$ э зависимость частоты биений от магнитного поля имеет немонотонный характер *). Такой вид кривой связан с нелинейными эффектами, обсужденными выше, и был теоретически объяснен в работах ⁷⁻⁹. Кривая рис. 10 соответствует кривой типа 6 или 7 рис. 9. Кулшау и Каннелауд не определяли знака частоты биений $\Delta = \omega_1 - \omega_{-1}$, поэтому для сравнения рис. 9 с рис. 10 следует отразить начальный участок кривой 6 или 7 рис. 9 относительно оси абсцисс. Авторы указывают, что значение магнитного поля, при котором частота биений обращается в нуль (на рис. 10 этой точке соответствует $H = 16$ э), существенно зависит от величины накачки. При очень низком уровне возбуждения немонотонный ход зависимости частоты биений от магнитного поля не наблюдался (ср. кривые 1—3 на рис. 9). Таким образом, результаты теоретического рассмотрения биений между колебаниями с ПКП и с ЛКП в продольном магнитном поле ^{7-9,11} находятся в хорошем качественном согласии с данными Кулшау и Каннелауда ⁶. Нелинейный характер зависимости частоты биений от магнитного поля наблюдался позднее Болвином ²⁶, а также Школьников и др. ²⁷. Экспериментальные данные о зависимости частоты биений от магнитного поля при различных расстройках резонатора δ получены в работах Болвина ²⁸ и Кулшау и Каннелауда ²⁵.

Немонотонность хода частоты биений вблизи точки $\Omega = \delta$, вытекающая из теоретического рассмотрения, проведенного в работе ¹¹, насколько нам известно, до сих пор не наблюдалась.

В многомодовом режиме картина биений в магнитном поле существенно усложняется. Из-за различного положения мод по отношению к центру атомной линии ω_0 низкочастотные расщепления для разных мод различны. При увеличении накачки число одновременно генерирующих мод возрастает, поэтому в спектре низкочастотных биений появляются новые компоненты. Иллюстрацией этому может служить рис. 11, на котором представлен спектр низкочастотных биений, снятый Кулшау и Каннелаудом ¹⁶ при различных уровнях накачки. Плоский He — Ne лазер ($\lambda = 1.15$ мк) был помещен в продольное магнитное поле $H = 30$ э. Длина резонатора составляла 125 см. Детальная интерпретация спектра низкочастотных биений в многомодовом режиме весьма затруднительна, так как требует учета конкуренции мод.

Обычные биения между различными аксиальными модами ¹¹ в присутствии магнитного поля имеют интересные особенности, обнаруженные Наананеном, Тангом и Статцем ²⁹. В этой работе использовался плоский

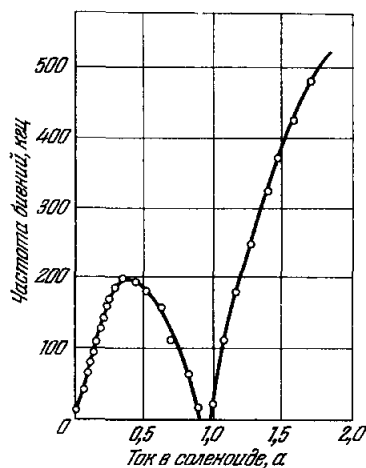


Рис. 10. Зависимость частоты низкочастотных биений от напряженности продольного магнитного поля для одномодового He — Ne лазера ($\lambda = 1.15$ мк) ⁶. (Резонатор настроен на центр атомной линии.)

*) При очень малых магнитных полях (порядка десятых долей эрстеда) в экспериментах Кулшау и Каннелауда ⁶ биения вообще не наблюдались. В масштабе рис. 8 эта малая область вблизи $H = 0$ не видна. В этой области имели место интересные поляризационные явления (см. § 5).

He — Ne лазер джавановского типа с расстоянием между зеркалами 1 м (расстояние между аксиальными модами $\frac{\Delta\omega_n}{2\pi} = 150 \text{ Мгц}$). Накачка осу-



Рис. 11. Спектр низкочастотных биений при многомодовом режиме работы плоского He — Ne лазера ($\lambda = 1,15 \text{ мк}$) в продольном магнитном поле ($H = 31 \text{ э}$)¹⁸.

Мощность вч-накачки: а) 150 Вт, б) 220 Вт, в) 300 Вт.

Из рис. 12 видно, что при этом вновь появляется сигнал биений. Имеющиеся на рис. 12 провалы (указаны стрелками) в сигнале биений возникают при таких магнитных полях, что $2\Omega = \Delta\omega_n, 2\Delta\omega_n, \dots$. В работах^{29, 30} дано следующее объяснение этих провалов. Авторы показали, что даже если все четыре компонента, изображенные на рис. 13, присутствуют в излучении, сигнал биений может исчезнуть при следующих условиях:

$$\theta = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4,4)$$

$$I_1 I_2 = I_3 I_4, \quad (4,5)$$

где θ — сдвиг фазы 150-Мгц биений между компонентами 1, 2 и биений между компонентами 3, 4. I_k — интенсивность k -й компоненты. Эти условия имеют простой смысл. Соотношение (4,5) означает, что амплитуды

существовала с помощью вч-генератора. При слабом возбуждении изучались описанные выше низкочастотные биения. При достаточно сильном возбуждении лазера авторы наблюдали биения на частотах, кратных 150 Мгц, причем для наблюдения сигнала биений при малых магнитных полях необходимо было использовать поляризатор. Это обусловлено тем, что поляризации колебаний на соседних модах взаимно ортогональны. Аналогичные результаты были получены в работе¹⁸. При увеличении продольного магнитного поля ($H > 13\text{э}$) Паананен и др.²⁹ наблюдали 150-Мгц биения даже без использования поляризатора.

Зависимость сигнала биений от магнитного поля, полученная в этих условиях в работе²⁹, приведена на рис. 12. Возможность наблюдения сигнала биений без поляризатора связана с тем, что в достаточно сильном продольном магнитном поле моды, удаленные от центра атомной линии ω_0 , не расщепляются (условие генерации выполняется только для одной из круговых поляризаций). Эта ситуация изображена на рис. 13, из которого видно, что возможны 150-Мгц биения между колебаниями ЛКП (1, 2) и между колебаниями ПКП (3, 4). С дальнейшим ростом магнитного поля усиление для компонент излучения 2, 3 становится ниже порогового, и они гаснут. При этом без поляризатора биения не наблюдаются. На рис. 12 этому соответствует исчезновение сигнала при $H = 80 \text{ э}$. В еще больших магнитных полях излучение лазера состоит из двух волн с ПКП и частотами $\omega_n + \Delta\omega_n$ и $\omega_n + 2\Delta\omega_n$, а также двух волн с ЛКП и частотами $\omega_n - \Delta\omega_n$ и $\omega_n - 2\Delta\omega_n$.

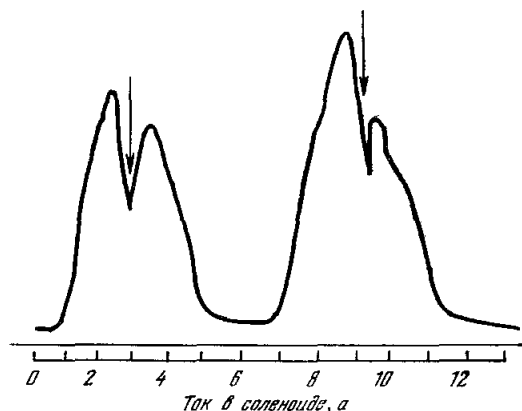


Рис. 12. Зависимость сигнала биений на частоте 150 Мгц (без использования линейного поляризатора) от величины продольного магнитного поля (1 а = 12,8 э)²⁹.

имеют простой смысл. Соотношение (4,5) означает, что амплитуды

сигналов биений между компонентами 1, 2 и 3, 4 равны, а равенство (4,4) соответствует тому, что эти биения противофазны. Условие (4,4), как

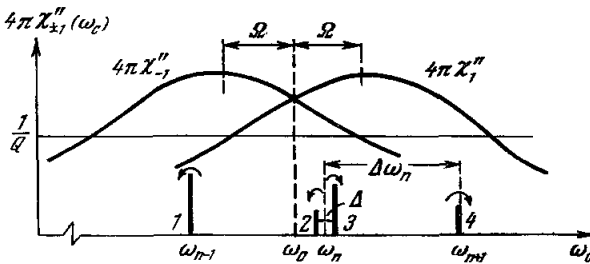


Рис. 13. Схематическое изображение спектра частот генерации газового лазера в продольном магнитном поле при возбуждении, достаточном для генерации на двух аксиальных модах в пределах каждой из зеемановских компонент.

показано в работах ^{29, 30}, совпадает с условием максимальности полной интенсивности излучения и должно выполняться всегда. Если моды резонатора расположены несимметрично относительно частоты перехода ω_0 , то второе условие (4,5), как видно из рис. 13, выполняется лишь при $2\Omega = \Delta\omega_n, 2\Delta\omega_n, \dots$. В случае симметричного расположения мод относительно частоты оба условия выполнены при любом магнитном поле. При этом без поляризатора биения не должны наблюдаться. В работе ²⁹ предлагается использовать этот эффект для точной настройки резонатора.

Исследование фазовых соотношений в многомодовом режиме проведения также в работе ³¹.

§ 5. Поляризационные эффекты

В плоском лазере биения между колебаниями с ПКП и ЛКП, обсуждавшиеся в предыдущем параграфе, должны появляться при сколь угодно малом продольном магнитном поле. Однако в экспериментах Кулшау и Каннелауда ⁶ и Ланга ³² при точной настройке резонатора на центр атомной линии ($\delta = 0$) эти биения наблюдались только при магнитном поле, превышающем некоторое критическое значение порядка десятых долей эрстеда. При $H < H_0$ Кулшау и Каннелауд наблюдали линейную поляризацию, причем направление поляризации при увеличении магнитного поля от 0 до значения H_0 поворачивалось на угол $\sim 45^\circ$. В отсутствие магнитного поля излучение лазера было поляризовано в некотором направлении, определяемом слабой анизотропией зеркал *). До сих пор, говоря о плоском лазере, мы имели в виду резонатор, идеально изотропный в плоскости, перпендикулярной его оси. Наличие слабой анизотропии означает, что потери энергии для излучения, поляризованного, скажем, вдоль оси x , меньше, чем потери для излучения, поляризованного вдоль оси y . Поэтому уравнения (2,2), (2,12) должны быть исправлены путем введения разных добротностей Q_x и Q_y ($Q_x > Q_y$) для колебаний, поляризованных вдоль оси x и y соответственно. Теория газового лазера в продоль-

*) Справедливость этого заключения подтверждена последующими экспериментами Кулшау и Каннелауда ²⁵. В отсутствие магнитного поля плоскость поляризации поворачивалась при повороте одного из зеркал вокруг оси лазера.

ном магнитном поле при наличии слабой анизотропии резонатора дана в работе ⁸. Правильные качественные соображения по этому поводу были впервые высказаны Лангом ³² (см. также ^{33, 34}). Ниже мы попытаемся объяснить сущность возникающих поляризационных эффектов на основе простых физических соображений. При этом мы ограничимся случаем, когда накачка близка к пороговой и резонатор точно настроен на центр атомной линии ($\delta = 0$).

Будем считать для простоты, что одно зеркало A резонатора является идеально отражающим и изотропным. Пусть второе зеркало B имеет коэффициент отражения R_x для света, поляризованного вдоль оси x , и коэффициент отражения R_y для света, поляризованного вдоль оси y ($R_x > R_y$). Если анизотропия зеркала B слабая, то отношение R_y/R_x близко к единице, и можно написать

$$\frac{R_y}{R_x} = 1 - \beta, \quad \beta < 1. \quad (5.1)$$

Добротности Q_x , Q_y связаны с коэффициентами отражения R_x , R_y соотношениями $R_x = 1 - 2\frac{kL}{Q_x}$, $R_y = 1 - 2\frac{kL}{Q_y}$. Тогда для величины β находим (при $R_x \approx 1$, $R_y \approx 1$)

$$\beta = 2kL \left(\frac{1}{Q_y} - \frac{1}{Q_x} \right). \quad (5.2)$$

При прохождении луча света частоты ω_n от зеркала B до зеркала A и обратно плоскость поляризации в продольном магнитном поле поворачивается на угол

$$\Delta\varphi_\Omega = 2 \cdot kL \frac{1}{2} (4\pi\chi'_{-1} - 4\pi\chi'_1), \quad (5.3)$$

где χ'_i — вещественная часть поляризуемости газа, даваемая формулой (2,7). Вблизи порога можно воспользоваться линейным приближением (2,8). При точной настройке резонатора ($\delta = 0$) и малых магнитных полях ($\Omega \ll ku$) находим из (2,8), (5,3)

$$\Delta\varphi_\Omega = 4\pi\alpha \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Omega}{ku} kL.$$

При тех же условиях мнимая часть поляризуемости у порога есть $\chi''_i = \alpha$. Условие генерации требует, чтобы

$$4\pi\alpha = \frac{1}{Q_x} \approx \frac{1}{Q_y}^*), \quad (5.4)$$

поэтому окончательно для угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле получаем выражение

$$\Delta\varphi_\Omega = \frac{1}{Q_x} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Omega}{ku} kL. \quad (5.5)$$

Заметим, что в газовом лазере этот угол всегда мал. Для того чтобы существовал стационарный режим, в котором излучение лазера линейно поляризовано, необходимо, чтобы фарадеево вращение в магнитном поле $\Delta\varphi_\Omega$ компенсировалось при отражении на зеркале B . Вычислим поворот плоскости поляризации, имеющий место при отражении от зеркала B . Пусть

*) Фактически при учете анизотропии зеркала B условие генерации получается более сложным (см. ⁸). Однако если коэффициенты отражения R_x и R_y мало отличаются друг от друга, то с хорошей точностью можно пользоваться условием (5,4).

на зеркало B падает луч света, направление поляризации которого составляет угол φ с направлением наилучшего отражения (осью x). Если вещественную амплитуду электрического поля в падающей волне обозначить через E , то составляющие \tilde{E}_x и \tilde{E}_y напряженности электрического поля в отраженной волне равны

$$\begin{aligned}\tilde{E}_x &= \sqrt{R_x} E_x = \sqrt{R_x} E \cos \varphi, \\ \tilde{E}_y &= \sqrt{R_y} E_y = \sqrt{R_y} E \sin \varphi.\end{aligned}$$

Направление поляризации при отражении поворачивается на угол $-\Delta\varphi_R$, причем

$$\operatorname{tg}(\varphi - \Delta\varphi_R) = \frac{\tilde{E}_y}{\tilde{E}_x} = \sqrt{\frac{R_y}{R_x}} \operatorname{tg} \varphi. \quad (5,6)$$

Пользуясь формулой (5,4) и разлагая левую часть уравнения (5,6) по малой величине $\Delta\varphi_R$, а правую часть по малой величине β , получаем

$$\operatorname{tg} \varphi - \frac{\Delta\varphi_R}{\cos^2 \varphi} = \left(1 - \frac{\beta}{2}\right) \operatorname{tg} \varphi,$$

откуда

$$\Delta\varphi_R = \frac{1}{4} \beta \sin 2\varphi. \quad (5,6')$$

Таким образом, наибольший разворот направления поляризации при отражении имеет место при $\varphi = 45^\circ$.

Условие существования стационарного режима с линейной поляризацией излучения есть $\Delta\varphi_\Omega = \Delta\varphi_R$. Отсюда с помощью формул (5,5), (5,6), (5,2) находим наклон плоскости поляризации излучения как функцию магнитного поля:

$$\sin 2\varphi = \frac{\Omega}{\Omega_0} *), \quad (5,7)$$

где

$$\Omega_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{Q_x - Q_y}{Q_x} k u \quad (5,8)$$

— критическое значение зеемановского расщепления. При $\Omega > \Omega_0$ формула (5,7) неприменима. При таких магнитных полях разворот плоскости поляризации при отражении не может скомпенсировать фарадеевское вращение в магнитном поле ($\Delta\varphi_R < \Delta\varphi_\Omega$), и плоскость поляризации излучения начинает вращаться во времени. Иначе можно сказать, что появляются два колебания со сдвинутыми по обе стороны от ω_n частотами. Как показывает анализ⁸, эти колебания поляризованы по правому и левому эллипсам, наклоненным к оси x под углом 45° . При $\Omega > \Omega_0$ эллипсы превращаются в круги, и разница в добротностях Q_x и Q_y становится несущественной. Частота биений у порога при $\Omega > \Omega_0$ дается формулой

$$\Delta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_n}{Q_x} \frac{\sqrt{\Omega^2 - \Omega_0^2}}{k u}. \quad (5,9)$$

*) Выражение (5,7) отличается от результата строгой теории⁸ малым членом. Заметим также, что если активная среда заполняет не все пространство между зеркалами, то в формулу (5,5) войдет вместо L длина столба активного газа l . При этом в правой части формулы (5,8) появится дополнительный множитель L/l , т. е. критическое магнитное поле увеличится.

Результаты качественного исследования режима, при котором накачка превышает пороговое значение⁸, схематически представлена на рис. 14. По оси ординат отложена (в единицах $\frac{\omega_n}{2} \left(\frac{1}{Q_y} - \frac{1}{Q_x} \right)$) частота биений, которая существовала бы при $Q_x = Q_y$, по оси абсцисс — зеемановское расщепление Ω . Кривые 1—7 рис. 14, пронумерованные в порядке возрастающей накачки, соответствуют кривым 1—7 рис. 9. Пересечения кривых с осью абсцисс происходят при таких магнитных полях, что $\Omega \sim \gamma_{10}$. Точки пересечения кривых 1—7 с прямыми ± 1 приближенно определяют критические поля как границы областей линейной поляризации. Пунктирные

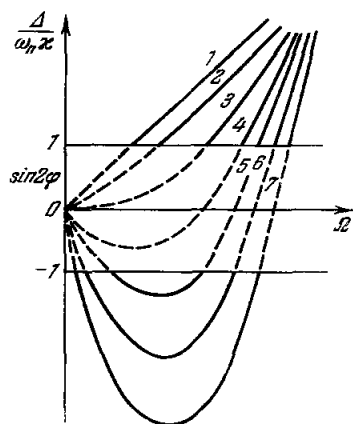


Рис. 14. Схематическая зависимость частоты низкочастотных биений Δ и угла поворота плоскости поляризации φ от величины продольного магнитного поля при точной настройке резонатора⁸. (Накачка растет от кривой 1 к кривой 7).

части кривых, заключенные между горизонтальными прямыми ± 1 , приближенно представляют собой графики функции $\sin 2\varphi(\Omega)$ при различной накачке, где φ — угол поворота направления поляризации от оси x . Прямая 1 соответствует пороговой накачке. Пунктирная часть прямой 1 описывается формулой (5.7). Вблизи значений $\sin 2\varphi = \pm 1$ пунктирные кривые неправильно описывают вращение.

Реально существующая при разных добротностях частота биения описывается сплошными частями кривых 1—7 вдали от прямых ± 1 . Из рис. 14 видно, что с повышением накачки от порога критическое зеемановское расщепление Ω_0 сначала растет (кривые 1—4), а вращение направления поляризации замедляется. Кривой 4 соответствует немонотонная зависимость угла поворота φ от магнитного поля: угол φ первоначально отрицателен, затем обращается в нуль, после чего растет до $\sim 45^\circ$. Кривым 5—7 отвечает существование двух областей линейной поляризации, разделенных областью, где наблю-

даются биения между двумя поляризованными по кругу колебаниями с разными частотами. Для этих кривых критическое расщепление Ω_0 уменьшается с ростом накачки, вращение направления поляризации ускоряется, и критическому магнитному полю отвечает поворот на -45° .

Существование второй области линейной поляризации связано с тем, что в силу нелинейных эффектов при достаточно большой накачке фарадеевское вращение при $\Omega \sim \gamma_{10}$ уменьшается и снова может быть выполнено условие $\Delta\varphi_\Omega = \Delta\varphi_R$.

Напомним, что вышеприведенные результаты относятся к одномодовому режиму и случаю точной настройки резонатора.

Подробные исследования влияния слабого аксиального магнитного поля*) на поляризацию излучения короткого ($L = 28,3$ см) плоского He — Ne лазера ($\lambda = 1,15$ мк) проведены Кулшау и Каннелаудом^{6, 25}. Лазер работал в одномодовом режиме и был тщательно экранирован от магнитного поля Земли и случайных полей. На рис. 15 приведена полученная в работе⁶ зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля. Кривая А снята при мощности, подводимой к разряду, равной 25 вт, кривая В — при 20 вт. Резонатор при этом настраивался в каж-

*) О поляризации излучения плоского лазера в поперечном магнитном поле см. 34—36, 12.

дом случае на максимум выходной мощности. Выходные мощности, соответствующие кривым *A* и *B*, относились как 1,45 : 1. Несимметрию

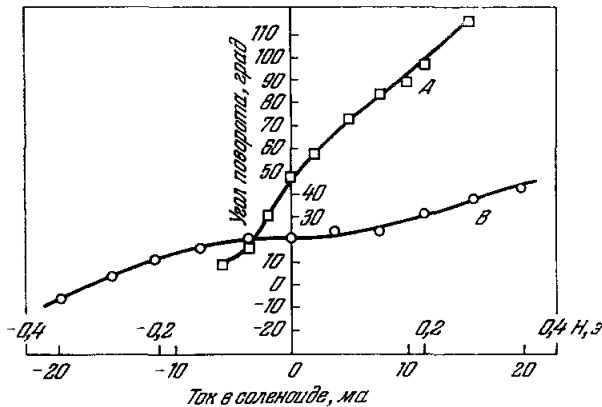


Рис. 15. Зависимость от магнитного поля угла поворота направления поляризации излучения плоского одномодового лазера ($\lambda = 1,15 \text{ мк}$) ⁶. (Кривой *A* соответствует уровень накачки 25 ат, кривой *B* — 20 ат).

кривых относительно нулевого тока в соленоиде авторы связывают с остаточным магнитным полем. Видно, что вращение направления поляризации с увеличением накачки ускоряется. Это соответствует ситуации, изображенной кривыми 6, 7 рис. 14.

Авторы ⁶ указывают, что термическая перестройка резонатора ухудшала точность измерений. Для повышения точности в работе ⁶ применялось пилообразно меняющееся магнитное поле с частотой 400 гц и амплитудой 0,36 э. На рис. 16 представлены осциллограммы интенсивности выходного излучения, пропущенного через поляризатор. Осциллограмма 16, *a* соответствует ориентации поляризатора вдоль направления поляризации в нулевом магнитном поле (вдоль оси *x*), осциллограмма 16, *б* — ориентации поляризатора перпендикулярно этому направлению. На осциллограмме 16, *г* показан сигнал, полученный при ориентации поляризатора под углом 45° к оси *x*. Осциллограмма 16, *б*, полученная при многократной развертке магнитного поля, характеризует термическую перестройку резонатора за время измерения. В нижней части осциллограмм показана пилообразная форма тока, питающего соленоид. Середина пилообразной кривой соответствует нулевому магнитному полю. Минимум U-образной кривой на осциллограмме 16, *a*

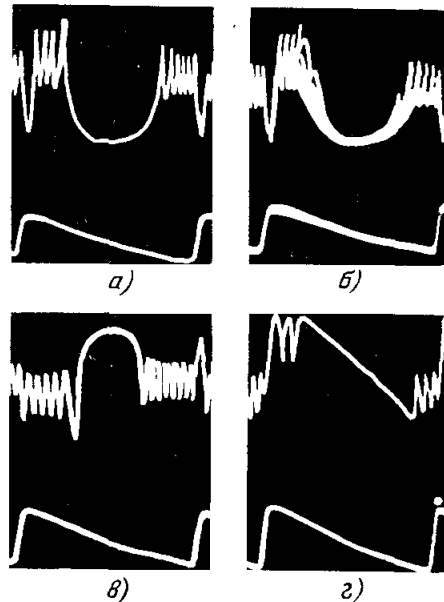


Рис. 16. Осциллограммы интенсивности выходного излучения лазера при пилообразном изменении тока в соленоиде (верхние части фотографий) ⁶.

отвечает максимальному сигналу (поляризация излучения вдоль оси в нулевом магнитном поле). При увеличении магнитного поля поворот плоскости поляризации от оси x приводит к уменьшению сигнала $\sim \cos^2 \varphi$. Наблюдающиеся по обе стороны от U-образной кривой осцилляции сигнала обусловлены появлением при $\Omega > \Omega_0$ низкочастотных биений между колебаниями с ПКП и ЛКП. Максимум перевернутой U-образной кривой на осциллограмме 16, в соответствии с отсутствием сигнала.

Данные Кулшау и Каннелауда⁶ позволяют грубо оценить разность добротностей Q_x и Q_y использованного ими резонатора. Оценка показывает⁸, что это различие было порядка 0,1%.

В работе⁶ была обнаружена также вторая малая область линейной поляризации при магнитном поле ~ 15 э там, где исчезали низкочастотные биения (см. рис. 10 и 14). В этой области наблюдался поворот плоскости поляризации, аналогичный повороту при $\Omega < \Omega_0$.

В работе²⁵ изучалась зависимость вращения плоскости поляризации излучения в магнитном поле от расстройки резонатора δ , а также получены некоторые интересные данные по биениям в окрестности критического магнитного поля. В этой работе Кулшау и Каннелауд указывают на роль анизотропии резонатора и проводят теоретический расчет для случая $j_1 = 1/2$, $j_0 = 1/2$. Как отмечено в § 2, в этом исключительном случае отсутствует нелинейное взаимодействие колебаний ПКП и ЛКП, поэтому результаты расчета не могут служить для количественного сравнения с экспериментами, проведенными с He — Ne лазером. В особенности это касается нелинейных эффектов (так, например, в случае $j_1 = j_0 = 1/2$ отсутствует минимум интенсивности излучения при $\Omega = 0$, $\delta \neq 0$).

Как и в своей предыдущей работе⁶, авторы связывают некоторые эффекты, возникающие при помещении газового лазера в магнитное поле, с наличием когерентности между зеемановскими подуровнями. В частности, они проводят аналогию между наблюдавшимся ими вращением плоскости поляризации и эффектом Ханле при рассеянии резонансного излучения.

В связи с этим нам хочется подчеркнуть здесь, что ни один из описанных в §§ 3—5 эффектов не обязан своим происхождением когерентности между магнитными подуровнями (т. е. наличию недиагональных элементов $f_{m\mu'}$ и $f_{\mu\mu'}$), хотя эту когерентность и необходимо учитывать при детальных количественных расчетах (см. §§ 2, 3).

§ 6. Использование эффекта Зеемана для широкополосного изменения частоты газового лазера

Возможность перестройки частоты газового лазера с использованием эффекта Зеемана экспериментально исследовалась в работах Форка и Пейтеля³⁷. Расщепление энергетических уровней атомов в магнитном поле дает возможность изменять в широких пределах (порядка 10 Гц) частоту, на которой генерирует газовый лазер. Расстояния между центрами компонент коэффициента усиления для света с ПКП и ЛКП (см. § 2) равны

$$2\Omega_{m\mu} = 2(m\Omega_1 - \mu\Omega_0) = \frac{2\mu_0 H}{h} g_{m\mu}, \quad (6.1)$$

где $g_{m\mu} = mg_1 - \mu g_0$ — эффективный g -фактор, m и μ — магнитные квантовые числа соответственно верхнего и нижнего рабочих уровней, удовлетворяющие правилу отбора

$$m - \mu = 0, \pm 1. \quad (6.2)$$

Число зеемановских компонент, на которое расщепляется кривая усиления активной среды в магнитном поле, определяется числом возможных значений $g_{m\mu}$. При достаточно высоком уровне усиления и высокой добротности Q резонатора лазер может генерировать одновременно на модах, лежащих в пределах каждой из компонент кривой усиления. Для магнитной перестройки частоты газового лазера могут применяться как продольное, так и поперечное магнитные поля.

С помощью различных анизотропных элементов (брюстеровские окошечки, поляризаторы, четвертьволновые пластинки и др.) можно осуществлять селекцию колебаний с различными частотами и поляризацией.

В случае длинного многомодового лазера с окошечками Брюстера при достаточно высоком коэффициенте усиления (когда условия генерации могут выполняться для отдельных зеемановских компонент излучения, а не только в области их значительного перекрытия) перестройку частоты лазера магнитным полем можно считать плавной, так как при $\Delta\omega_n =$

$$\frac{\pi c}{L} \quad \Delta\omega_n \text{ можно пренебрегать дискретным характером спектра частот}$$

резонатора. Возможность использования эффекта Зеемана для изменения частоты лазера привлекательна с точки зрения применения газовых лазеров в технике связи и радиолокации для создания перестраиваемых генераторов и широкополосных усилителей ³⁷.

Точное измерение величины зеемановского расщепления в сильных магнитных полях

$$\Delta\lambda_H = \frac{4\pi c}{\omega_0^2} \Omega_{m\mu} \quad (6.3)$$

дает возможность определять величину

$$g_{m\mu} = \frac{m}{e} \frac{\omega_0^2}{2\pi} \frac{\Delta\lambda_H}{H} \quad (6.4)$$

и тем самым получать информацию о действительных величинах g -факторов состояний. Сравнение этих данных с теоретическими значениями g -факторов может служить проверкой справедливости выбранной схемы связи угловых моментов рабочих состояний. Величину зеемановского расщепления $\Delta\lambda_H$ излучения газового лазера, помещенного в сильное (порядка 1 кэ) магнитное поле, можно измерять либо с помощью оптического спектрометра с высокой разрешающей способностью, либо с помощью интерферометра Фабри — Перо. Например, при $\lambda = 1,15 \text{ мк}$ $\frac{\omega_0}{2\pi} = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ гц}$, $H = 1 \text{ кэ}$ и $g_{m\mu} \sim 1$ $\Delta\lambda_H \sim 0,1 \text{ \AA}$ — величина расщепления, которая вполне может быть измерена с помощью спектрометра с высокой разрешающей способностью.

Для лазера на смеси He — Xe ($\lambda = 2,0261 \text{ мк}$, переход $5d [^3_2]_1 - 6p [^3_2]_1$, усиление $\sim 120\%$ на 1 м) величина зеемановского расщепления линии излучения в продольном и поперечном магнитном поле была измерена Форком и Пейтелем ³⁷. Они использовали лазер с кварцевыми брюстеровскими окошечками и расстоянием между зеркалами $L = 2 \text{ м}$. Измерения проводились с помощью спектрометра с высокой разрешающей способностью (однако из-за малого различия в величинах $g_{m\mu}$ отдельные компоненты с ПКП, так же как и отдельные компоненты с ЛКП, конечно, не разрешались). На рис. 17 приведены полученные в этой работе экспериментальные зависимости величины расщепления и отношения интенсивностей I^+/I^- — компонент излучения с ПКП и ЛКП от напряженности продольного магнитного поля (1 а — 166 э). Как видно из рисунка, во всем интервале изменения магнитного поля наблюдается линейная зависимость

величины расщепления от H . При $H = 2,6$ кэ максимальная величина расщепления составляет 6 Гц. Следует отметить, что ширина доплеровского контура для рассматриваемого

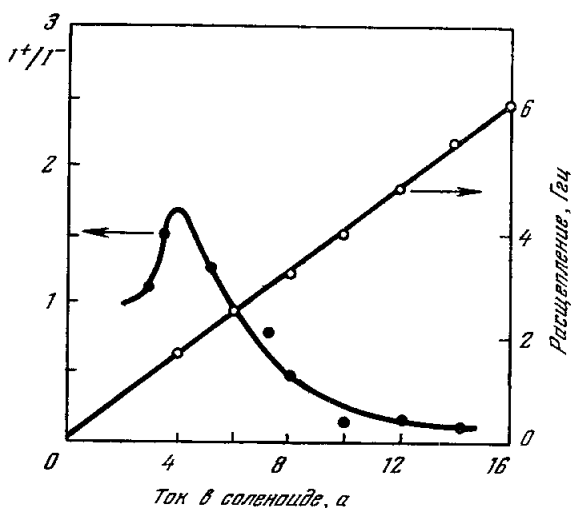


Рис. 17. Зависимость величины зеемановского расщепления и отношения интенсивностей компонент излучения с ПКП и ЛКП от тока в соленоиде ($1 \text{ а} = 166 \text{ э}$)³⁷.

В поперечном магнитном поле генерация He — Xe лазера сохранялась при напряженностях поля, достигавших 6,8 кэ. При этом максимальный сдвиг частоты составлял ~ 8 Гц ($\sim 38 \Delta\omega_d$). Как указывают авторы³⁷, поляризация излучения оказалась круговой в продольном поле и линейной в поперечном. Измеренное на опыте расщепление

Длина волн, мк	Верхний уровень	Нижний уровень	Значения g_1 и g_0 по Мурз	Расчетное значение g_{mz}	Экспериментальное значение	Величина максимального расщепления, Гц
0,63	$5s^1 \left[\frac{1}{2} \right]_1^0$	$3p^1 \left[\frac{3}{2} \right]_2$	1,295 1,301	1,307 1,301 1,295	1,29	14,87
1,15	$4s^1 \left[\frac{1}{2} \right]_1^0$	$3p^1 \left[\frac{3}{2} \right]_2$	1,33 1,301	2,602 1,33 1,301	1,33	15,37
3,39	$5s^1 \left[\frac{1}{2} \right]_1^0$	$4p^1 \left[\frac{3}{2} \right]_2$	1,295 1,184	1,295 1,184 1,073	1,09	11,84

оказалось меньше расчетной величины, как полагают авторы, из-за того, что генерация возникала только на внутренних компонентах «зеемановского набора».

Во второй работе Форка и Пейтеля⁴, посвященной этому вопросу, кроме He — Xe лазера изучалась магнитная перестройка частоты He — Ne

лазера ($\lambda = 0,6328, 1,1526$ и $3,3922$ мк). Поперечное магнитное поле с напряженностью до 4 кэ создавалось 102 -см подковообразным электромагнитом. Для измерения и стабилизации магнитного поля применялся зонд, работавший на принципе ЯМР. Лазер представлял собой кварцевую трубку с окнами под углом Брюстера, наполненную смесью He ($p_{\text{He}} = 1$ мм рт. ст.) и Ne ($p_{\text{Ne}} = 0,1$ мм рт. ст.). Возбуждение разряда осуществлялось с помощью вч-генератора. Расстояние между зеркалами почти конфокального резонатора составляло 152 см. Для измерения расщепления применялся либо 1 -м спектрометр, либо интерферометр Фабри — Перо (в случае $\lambda = 0,63$ мк). Как указывают авторы⁴, генерация возникала не на всех из разрешенных правилом отбора (6,2) переходах между магнитными подуровнями. Полученные в работе⁴ данные об эффективных значениях g -факторов для переходов между магнитными подуровнями в неоне и максимальных значениях расщепления для $\text{He} - \text{Ne}$ лазера приведены в таблице. Значения g -факторов верхнего и нижнего состояний, использованные для расчета $g_{\text{мц}}$, взяты из таблиц Мур³.

Авторы⁴ отмечают возможное влияние на точность измерений $g_{\text{мц}}$ краевого поля магнита и конкуренции между модами.

§ 7. Стабилизация частоты одномодового газового лазера с помощью магнитного поля

Зеемановское расщепление кривой усиления (поглощения) газа в слабом аксиальном магнитном поле на компоненты с левой круговой поляризацией (ЛКП) и правой круговой поляризацией (ПКП) приводит, как известно, к круговому дихроизму среды.

Анизотропия среды, связанная с различным поглощением света с ПКП и ЛКП, может быть названа положительным круговым дихроизмом. В отличие от этого в среде с инверсией населенности при определенных условиях возможна анизотропия по отношению к усилению света с различной круговой поляризацией — отрицательный круговой дихроизм. Это последнее явление положено в основу схемы стабилизации частоты лазера, предложенной Тобиасом и др.⁴⁰ Усиление для света с ЛКП отличается от усиления света с ПКП во всех случаях, когда собственная частота резонатора ω_n смещена от центра нерасщепленной кривой усиления ω_0 (см. § 3). В присутствии магнитного поля, как показано в § 4, аксиальная мода расщепляется в дублет с частотным зазором между компонентами дублета $\Delta = \Delta_1 - \Delta_{-1}$, который из-за эффекта затягивания частоты примерно в 10^3 раз меньше, чем расстояние 2Ω между линиями зеемановского дублета (см. рис. 13). Чем больше смещение δ центра дублета ω_n по отношению к центру нерасщепленной атомной линии ω_0 , тем больше разность в усилении, а, следовательно, и в интенсивности излучения света с ЛКП и ПКП. При достаточно большой величине смещения, когда усиление для света с одной из круговых поляризаций становится меньше порогового, плоский лазер, помещенный в аксиальное магнитное поле, может генерировать лишь свет с одной из круговых поляризаций ЛКП или ПКП. Таким образом, анализируя характер поляризации излучения плоского одномодового лазера, помещенного в аксиальное магнитное поле, можно судить об уходе частоты лазера. В работе Тобиаса и др.⁴⁰ анализ света, поляризованного по кругу, производился с помощью пластинки $\lambda/4$ и вращающейся призмы Рошона с двойным лучепреломлением (рис. 18). Свет с ЛКП преобразуется пластинкой $\lambda/4$ в свет с линейной поляризацией вдоль определенной оси (например, вдоль

оси x), а свет с ЛКП — в свет с поляризацией вдоль оси y . Интенсивность света, прошедшего на ФЭУ через вращающуюся с частотой ω_r призму Рошона, можно записать в виде

$$I(t) = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \sin^2 \omega_r t - \frac{1}{2} E_{0y}^2 \cos^2 \omega_r t + \frac{1}{2} E_{0x} E_{0y} \cos \Delta t \sin 2\omega_r t, \quad (7.1)$$

где $\Delta = \omega_1 - \omega_{-1}$ соответствует частоте низкочастотных биений (см. § 4), E_{0x} и E_{0y} — амплитудные значения напряженности поля для света, прошедшего сквозь пластинку $\lambda/4$ с поляризацией соответственно вдоль осей x и y .

Если расстройка одномодового лазера $\delta = \omega_n - \omega_0$ велика по сравнению с величиной зеемановского расщепления Ω , то лазер будет генерировать свет лишь с одной

из круговых поляризаций. При этом для случая генерации света с ПКП ($E_{0x} \neq 0$, $E_{0y} = 0$) сигнал на входе усилителя равен

$$I(t) = \frac{1}{4} E_{0x}^2 (1 - \cos 2\omega_r t). \quad (7.2)$$

При уходе частоты лазера в другую сторону от ω_0 , когда генерируется свет с ЛКП ($E_{0y} \neq 0$, $E_{0x} = 0$), сигнал на входе усилителя равен

$$I(t) = \frac{1}{4} E_{0y}^2 (1 + \cos 2\omega_r t). \quad (7.3)$$

Таким образом, переменные сигналы на входе усилителя в этих двух

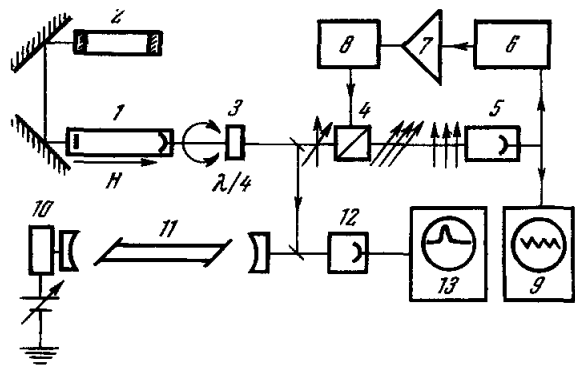


Рис. 18. Блок-схема установки для измерения частотной расстройки плоского газового лазера ⁴⁰.

1 — одномодовый лазер с внутренними зеркалами, 2 — интерферометр Фабри — Перо, 3 — четвертьволновая пластинка, 4 — вращающаяся призма Рошона, 5 и 12 — фотоумножители, 6 — резонансный усилитель с синхронным детектором и генератором опорного сигнала, 7 — усилитель мощности, 8 — синхронный мотор, 9 — осциллограф, 10 — пьезоэлектрическое устройство для сканирования зеркала, 11 — лазер с брестеровскими окошками, 13 — анализатор спектра.

случаях (см. рис. 19, *a* и *d*) сдвинуты по фазе на 180° . Выходной сигнал усилителя после синхронного детектирования с использованием в качестве опорного сигнала частоты вращения призмы ω_r будет представлять собой постоянное напряжение того или иного знака (см. нижнюю часть осциллограмм рис. 19, *a* и *d*) в зависимости от фазы синусоиды (7.2) и (7.3) по отношению к фазе опорного сигнала. Если лазер генерирует одновременно свет с ЛКП и ПКП, то, как следует из (7.1), сигнал на входе усилителя будет при $E_{0x} > E_{0y}$ иметь вид, соответствующий верхней осциллограмме рис. 19, *б*, а при $E_{0y} > E_{0x}$ — осциллограмме рис. 19, *г*. При $E_{0x} = E_{0y}$ (т. е. при $\delta = 0$) сигнал будет соответствовать осциллограмме рис. 19, *в*. В последнем случае сигнал постоянного тока на выходе синхронного детектора будет равен нулю. Таким образом, величина и знак постоянного напряжения, вырабатываемого схемой, изображенной на рис. 18, непосредственно связаны с величиной расстройки резонатора $\delta = \omega_n - \omega_0$. Это напряжение может быть использовано для коррекции частоты лазера. Второй перестраиваемый лазер с окнами под углом Брюстера, показанный на рис. 19, использовался авторами ⁴⁰ для непосредственного измерения ухода частоты плоского лазера, помещенного в магнитное поле. Исследования в работе ⁴⁰ проводились на He — Ne лазере ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Величина напряженности аксиального магнитного поля в плоском лазере была выбрана равной 12 э.

В отличие от описанной выше схемы стабилизации работа схемы, предложенной Уайтом и др.⁴¹ для стабилизации частоты одномодового He — Ne лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) с окнами под углом Брюстера, основана на явлении положительного кругового дихроизма. В этой системе стабилизации (рис. 20) используется внешняя, поглощающая ячейка 3 с газовой средой (Ne^{20}), помещенная в аксиальное магнитное поле. Так как лазер с окнами под углом Брюстера генерирует линейно поляризованный свет, то для осуществления частотной дискриминации его необходимо преобразовать в свет с ПКП или ЛКП. Для этого использовалась пластинка $\lambda/4$. Свет частоты ω_n с ПКП, распространяющийся вдоль магнитного поля в среде без инверсии населенности, будет поглощаться только в соответствии с правой компонентой кривой поглощения, свет с ЛКП — только в соответствии с левой компонентой. Если частота света ω_n совпадает с центром ω_0 нерасщепленной кривой поглощения, то разница в поглощении света с разным направлением вращения вектора E будет равна нулю. Уход частоты вызывает появление разницы в поглощении, которая может быть использована для коррекции расстояния между зеркалами лазерного резонатора. Различное поглощение луча во внешней газовой ячейке можно осуществить либо путем периодического переключения направления магнитного поля, либо, оставляя направление поля в ячейке неизменным, можно осуществлять переход от ПКП к ЛКП с помощью специального устройства — четвертьволнового электрооптического переключателя 2 (рис. 20). И в том, и в другом случае лазерный луч оказывается промодулированным по амплитуде с частотой переключения и глубиной модуляции, пропорциональными алгебраической разности коэффициентов поглощения для света с ПКП и ЛКП. Направив такой луч на фотоумножитель 5, соединенный с резонансным усилителем 6 и синхронным детектором 7, можно получить обычную дискриминационную характеристику (прямоугольные импульсы переключения служат при этом в качестве опорного сигнала). При разомкнутой цепи обратной связи постоянное выходное напряжение, возникающее при изменении частоты лазера, с синхронного детектора подается на самописец 11. При замкнутой цепи обратной связи сигнал коррекции через усилитель постоянного напряжения 9 подводится к пьезоэлектрическому преобразователю 10, контро-

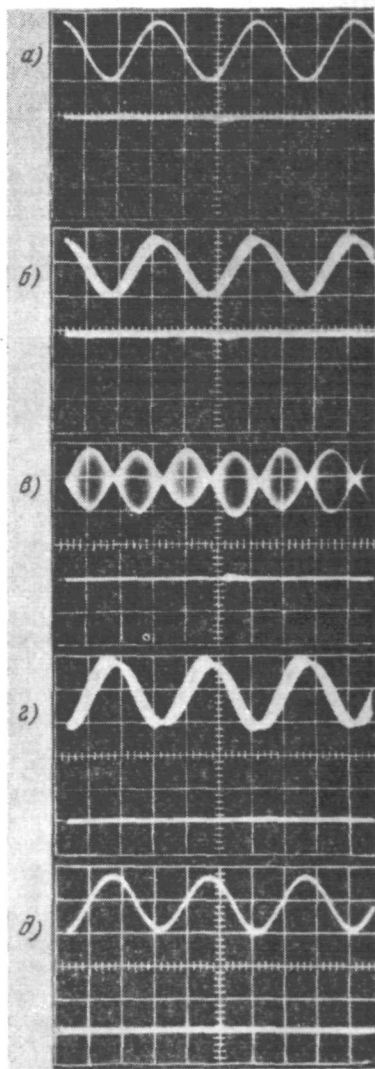


Рис. 19. Осциллограммы входного (переменного) сигнала усилителя и выходного (постоянного) сигнала синхронного детектора при различных величине и знаке расстройки резонатора. Чувствительность для осциллограмм, соответствующих постоянному току, равна 2 в на одно большое деление экрана.

лирующему с большой степенью точности длину резонатора L (стабильность длины волны излучения по данным работы ⁴¹ составляла 10^{-5} Å). В первых опытах по магнитной стабилизации частоты Уайтом и др. ⁴¹ была применена поглощающая ячейка с внутренним диаметром 3 мм и длиной 20 см. Давление Ne^{20} в ячейке было 5 мм рт. ст., разрядный ток 100 ма. Было показано, что при малой величине поглощения лазерного луча в ячейке ($< 10\%$) наибольшая чувствительность системы достигается при

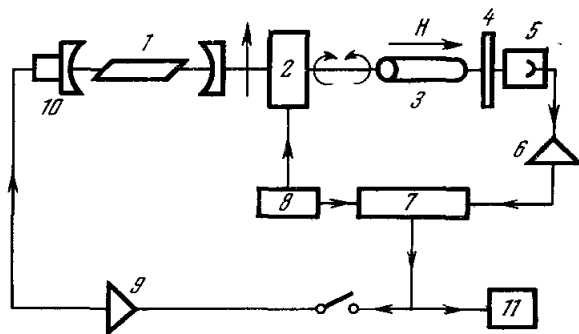


Рис. 20. Блок-схема установки для стабилизации частоты газового лазера с окнами под углом Брюстера с помощью внешней поглощающей ячейки ⁴¹. 1 — одномодовый лазер, 2 — четвертьволновой электрооптический переключатель, 3 — поглощающая ячейка в магнитном поле, 4 — интерференционный фильтр с полосой 30 Å, 5 — фотоэлектронный умножитель, 6 — резонансный усилитель, 7 — синхронный детектор, 8 — генератор прямоугольных импульсов с частотой следования 400 гц, 9 — усилитель постоянного напряжения, 10 — пьезоэлектрический преобразователь, 11 — самописец.

зеemanовском расщеплении $\sim 0,85 \Delta\omega_d$ ($1,25$ Гц). В соответствии с этим напряженность аксиального поля была выбрана равной ~ 350 э. Поглощение в ячейке на волне 6328 Å составляло примерно 3 дБ/м. В качестве четвертьволнового переключателя использовался кристалл КДП (KN_2PO_4).

В заключение настоящего параграфа отметим возможное применение аксиального магнитного поля для увеличения чувствительности лазерного гироскопа ³².

II. ПЛАЗМЕННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Кроме рассмотренных в разделе I магнитооптических эффектов, в газоразрядном лазере, помещенном в магнитное поле, могут проявляться также плазменнооптические эффекты. Под действием достаточно сильного магнитного поля изменяются такие параметры разряда, как концентрация электронов N_e и средняя энергия электронов \bar{u}_e (электронная температура T_e). Может претерпевать изменения и вид функции, характеризующей распределение электронов по энергиям. Это в свою очередь должно влиять на условия накачки частиц на рабочие уровни атомов газа. Влияние магнитного поля на накачку зависит от конкретных условий работы и конструкции лазера (давление газа, диаметр трубки, направление магнитного поля относительно оси лазера, вид накачки, мощность накачки и др.). В газоразрядном лазере используется несколько типов накачки. Наиболее часто применяется возбуждение разряда в режиме постоянного тока (шт-накачка) и возбуждение высокой частотой (вч-накачка). Реже используется импульсная высоковольтная накачка (ив-накачка) и накачка

ка с помощью генератора сверхвысокой частоты (свч-накачка)^{*}). Особым видом свч-накачки является накачка в режиме электронного циклотронного резонанса (эпр-накачка). В настоящем обзоре мы не ставим цели рассмотреть влияние магнитного поля на интенсивность излучения газоразрядного лазера при всех возможных вариантах накачки. В литературе имеются лишь сведения о наблюдении плазменно-оптических эффектов, обусловленных влиянием магнитного поля, в He — Ne лазере, возбуждаемом в режиме вч-накачки³⁹ и эпр-накачки⁴². Изучалось также влияние магнитного поля на интенсивность излучения аргонового лазера с пт-накачкой (дуговой разряд)⁴³.

§ 8. Влияние магнитного поля на накачку (вч-накачка и накачка постоянным током)

Так как в газоразрядном лазере основной механизм возбуждения — электронный удар, то инверсия населенностей, а следовательно, усиление активной среды и выходная мощность лазера являются функциями электронной температуры T_e и электронной концентрации N_e . Например, как хорошо известно, в He — Ne лазере усиление и выходная мощность максимальны при некоторой оптимальной концентрации электронов $N_{e\text{опт}}$, зависящей для данной длины волны от давления газа, соотношения компонент газовой смеси и диаметра разрядной трубки⁴⁴⁻⁴⁶. На рис. 21 приведена полученная Фотиади и Фридриховым⁴⁵ зависимость выходной мощности He — Ne лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мк}$) от концентрации электронов N_e ^{**}). Как видно из рисунка, при давлении смеси, близком к оптимальному ($pd \sim 3-4 \text{ тор} \cdot \text{мм}$), мощность лазера достигает максимума при $N_{e\text{опт}} \sim 4-5 \cdot 10^{10} \text{ электронов см}^{-3}$. В то же время, как показано Гордоном и Лабодой⁴⁷, при $pd = \text{const}$ и изменении разрядного тока I_p в широких пределах электронная температура T_e остается практически постоянной. (Например для разряда в гелии при $pd = 3 \text{ тор} \cdot \text{мм}$ и изменении I_p от 20 до 100 ма $T \approx 9 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ⁴⁷.) Число возбуждающих ударов в разряде при максвелловском распределении электронов по энергиям^{***}) в соответствии

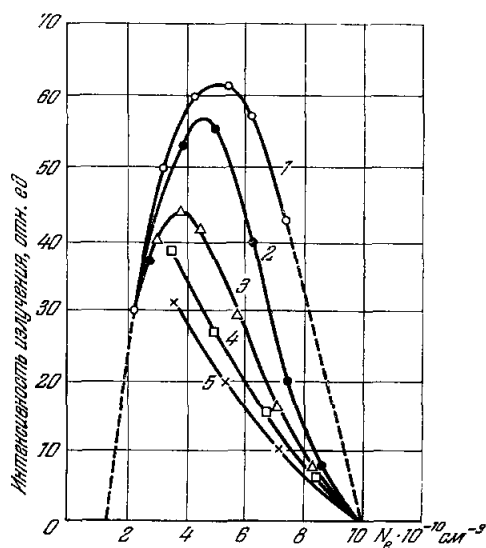


Рис. 21. Зависимости интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мк}$) от концентрации электронов N_e в газоразрядной плазме⁴⁶.

Соотношение компонент в смеси $p_{\text{Ne}}/p_{\text{He}} = 1/8$. 1 — $pd = 3,6 \text{ тор} \cdot \text{мм}$, 2 — $pd = 4,8 \text{ тор} \cdot \text{мм}$, 3 — $pd = 6 \text{ тор} \cdot \text{мм}$, 4 — $pd = 7,2 \text{ тор} \cdot \text{мм}$, 5 — $pd = 8,4 \text{ тор} \cdot \text{мм}$

^{*}) пт-накачка может осуществляться либо в режиме тлеющего, либо в режиме дугового разряда; вч- и свч-накачка может быть непрерывной или импульсно-модулированной.

^{**}) Концентрация электронов в лазерной плазме измерялась в⁴⁶ с помощью микроволнового (резонаторного) метода⁴⁸.

^{***}) Как показано в ряде работ⁴⁹⁻⁵¹, при не слишком больших разрядных токах и давлениях газа наблюдается довольно сильное отклонение от максвелловского распределения в области «хвоста» этой функции.

с⁵ можно приближенно записать в виде

$$\Delta N_{ok} = N_0 N_e Q_m \left(\frac{kT_e}{eV_h} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{eV_h}{kT_e} \right). \quad (8.1)$$

где N_0 — число атомов в основном состоянии в единице объема, Q_m — максимальное значение сечения возбуждения уровня с потенциалом возбуждения V_h . В He — Ne лазере накачка на верхние рабочие уровни (например, на $3s_2$ и $2s_2$) происходит за счет резонансной передачи энергии атомам неона в основном состоянии возбужденными атомами гелия (мгнустабильные состояния 2^1s_0 и 2^3s_1). Как известно⁵²⁻⁵⁸, имеет место насыщение зависимости числа возбужденных атомов (например, атомов He в состояниях 2^1s_0 и 2^3s_1) от концентрации электронов N_e . Это насыщение является причиной появления максимума на зависимости мощности He — Ne лазера от электронной концентрации (рис. 21), поскольку населенность нижних рабочих уровней (например, $3p_4$ и $2p_4$) пропорциональна N_e ⁴⁴ или N_e^2 ⁵⁹ (при ступенчатом механизме возбуждения).

Коэффициент полезного действия газоразрядного лазера, как известно, очень низок (обычно < 1%). Мощность накачки, подводимая к разряду, определенным образом (см., например,⁶⁰) распределяется между излучением на различных частотах и тепловыми потерями на стенках трубки и в объеме газа. Видоизменить баланс мощности, потребляемой разрядом, может достаточно сильное продольное магнитное поле, если оно заметно уменьшает коэффициент поперечной амбиполярной диффузии $D_{a\perp}$ электронов плазмы к стенкам разрядной трубки. Как известно⁶¹, выражение для коэффициента $D_{a\perp}$ имеет вид

$$D_{a\perp} = \frac{D_0}{1 + \frac{\omega_e \omega_i}{v_{en} v_{in}}}, \quad (8.2)$$

где D_0 — коэффициент диффузии в отсутствие поля, ω_e и ω_i — циклотронные частоты соответственно для электронов и ионов, v_{en} и v_{in} — частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными атомами, зависящие от сорта атомов газа и давления (например, для He $v_{en} \approx 2,4 \cdot 10^9$ p, $v_{in} = 2 \cdot 10^7$ p).

Продольное магнитное поле оказывает существенное влияние на параметры плазмы (N_e и T_e) при выполнении следующих условий: 1) должно выполняться неравенство $\omega_e \omega_i > v_{en} v_{in}$ и 2) ларморовский радиус вращения электронов $\bar{\rho}_e = \frac{1}{\omega_e} \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}$ должен быть значительно меньше диаметра разрядной трубки d (точнее, $\bar{\rho}_e \ll l_{\perp}$, где $l_{\perp} = \frac{\lambda_e}{|\nabla_{\perp} N_e|}$ — характерный размер неоднородной области плазмы). Второе условие является менее существенным, чем первое условие, которое непосредственно следует из выражения (8,2). Уменьшение под действием магнитного поля радиального потока электронов приводит к росту концентрации электронов N_e у оси лазера. При фиксированном токе разряда рост концентрации N_e вызывает падение градиента потенциала E_z в плазме

$$E_z \sim \frac{I_p}{N_e}. \quad (8.3)$$

Это в свою очередь ведет к уменьшению электронной температуры T_e .

Следует отметить, что возрастание электронной концентрации с ростом магнитного поля наблюдается обычно лишь до некоторого критического значения $H = H_{кр}$, начиная с которого скорость ухода частиц из плазмы резко возрастает (см., например,⁶¹). Одновременно с этим возрастают гра-

диент потенциала E_z и интенсивность плазменных шумов на сверхвысоких частотах. Например, для разряда в гелии при радиусе трубки 1 см и давлении газа ~ 1 мм рт.ст. $H_{кр} \sim 2000$ э⁶¹. Как известно, объяснение аномального ухода заряженных частиц из плазмы при $H > H_{кр}$ дано Кадомцевым и Недоспасовым⁶² на основе теории винтовой неустойчивости.

Влияние магнитного поля на интенсивность спектрального излучения газового разряда на оптических частотах подробно изучалось в работах Фабриканта и Рошлина⁶³⁻⁶⁵. В литературе имеется также большое количество работ, посвященных исследованию влияния однородного и

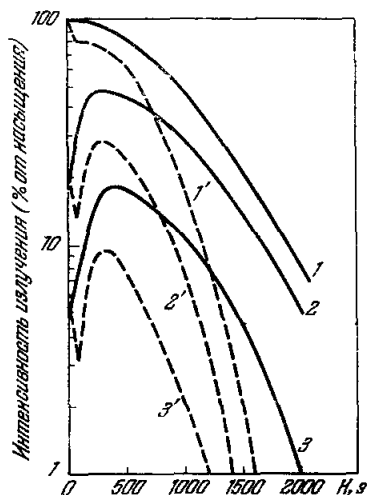


Рис. 22. Зависимости интенсивности излучения He-Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мк) от напряженности продольного магнитного поля³⁹.

Соотношение компонент в смеси $p_{Ne}/p_{He} = 1/5$, $pd = 3,6$ тор·мм. Накачка с помощью вч-генератора. Кривые 1 и 1' соответствуют оптимальной накачке, кривые 2, 2', 3 и 3' — неоптимальной накачке. Сплошные кривые — окошки перпендикулярны оси, кривые 1', 2' и 3' — в резонатор вставлены пластинки под углом Брюстера.

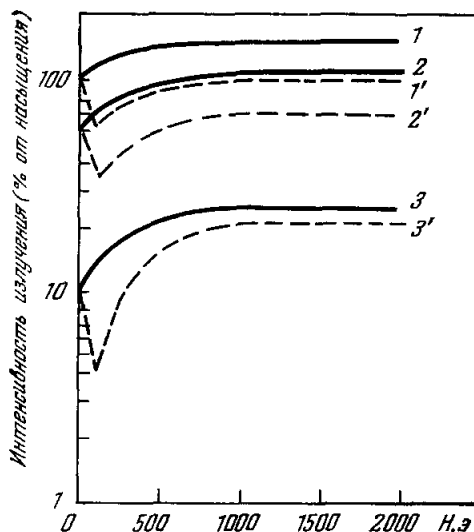


Рис. 23. Зависимость интенсивности излучения He-Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мк) от напряженности поперечного магнитного поля при различных мощностях накачки³⁹.

Кривые 1, 2 и 3 «плоский» лазер, 1', 2', 3' — лазер с пластинками под углом Брюстера.

неоднородного магнитного поля на различные электрические характеристики (N_e , E_z , T_e , $f(u_e)$) плазмы. В то же время плазменно-оптические эффекты при помещении газоразрядного лазера в магнитное поле изучены еще совершенно недостаточно.

При обычно используемых в газовых лазерах давлениях газа и диаметрах трубок плазменно-оптические эффекты начинают заметно проявляться при напряженности продольного магнитного поля $H > 100$ э.

На рис. 22 приведены полученные в работе Ахмеда и Кочера³⁹ зависимости интенсивности излучения He-Ne лазера ($pd = 3,6$ тор·мм) на волне 3,39 мк от напряженности продольного магнитного поля. Соотношение компонент в смеси равнялось $1/5$ ($p_{Ne} = 0,1$ мм рт.ст., $p_{He} = 0,5$ мм рт.ст.). Накачка осуществлялась с помощью вч-генератора. В работе использовался лазер с окнами, перпендикулярными оси трубки. Пластинки под углом Брюстера помещались внутрь резонатора специально для выяснения их влияния на ход зависимости мощности лазера от магнитного поля. Как видно из рис. 22, при неоптимальной мощности накачки (кривые 2, 2' и 3, 3') выходная мощность лазера с уве-

личением напряженности аксиального магнитного поля сначала растет *), а затем, достигнув максимума (при $H \sim 500$ э), спадает до очень малых значений (при $H \sim 2000$ э). При оптимальной накачке (кривые 1 и 1') аксиальное магнитное поле лишь уменьшало выходную мощность лазера. Таким образом, аксиальное магнитное поле может лишь слегка повышать мощность He — Ne лазера на волне 3,39 мк при условии, что вч-накачка не является оптимальной. При этом, вероятно, электронная концентрация возрастает до оптимального значения, однако одновременное уменьшение с ростом H электронной температуры приводит к тому, что максимальная интенсивность излучения при $H \sim 500$ э (кривые 2, 2' и 3, 3') меньше соответствующей величины при $H = 0$ и оптимальной накачке (кривая 1). Уменьшение мощности лазера с ростом H вплоть до срыва генерации при $H \sim 2000$ э происходит, вероятно, вследствие отступления электронной концентрации от оптимальной (см. рис. 24) и падения электронной температуры.

На рис. 23 показаны зависимости интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мк), полученные Ахмедом и Кочером³⁹ в случае поперечного магнитного поля. Небольшое увеличение мощности в случае плоского лазера при $H < 500$ э, по-видимому, связано с лучшим проникновением поля вч-накачки в плазму (разряд в поперечном поле получался более однородным) и возрастанием электронной концентрации.

Особый интерес представляют исследования влияния магнитного

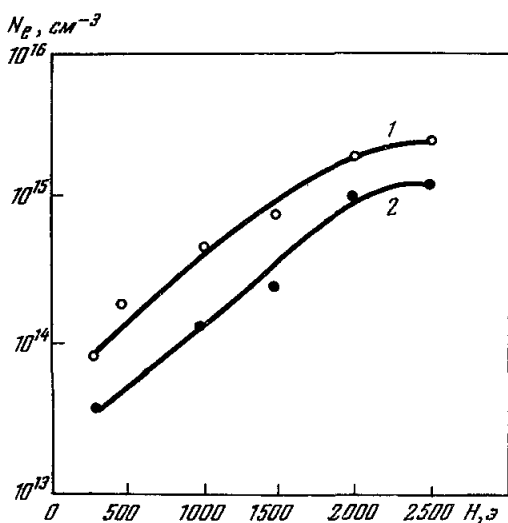


Рис. 24. Зависимость концентрации N_e заряженных частиц в аргоновой плазме от напряженности продольного магнитного поля H ⁶⁸. Кривая 1 — ток разряда $I_p = 22$ а, кривая 2 — $I_p = 10$ а. Давление аргона в трубке $p_{Ar} = 0,5$ тор.

го поля на мощность излучения дугового аргонового лазера (основные линии $\lambda = 4880—5145$ Å), в котором в отличие от He — Ne лазера не наблюдается насыщения интенсивности излучения при увеличении мощности накачки до 10 и более кВт^{66,67}. Однако к. п. д. аргонового лазера пока очень низок ($\sim 0,05\%$), вследствие чего для получения мощностей порядка десятка ватт необходимы источники непрерывной накачки с мощностью в сотни киловатт⁶⁷. Мощность лазера на ионизированном аргоне возрастает с ростом разрядного тока I_p как I_p^n , где $n \gtrsim 2$ ⁶⁶.

Отсюда следует, что механизм возбуждения рабочих уровней — ступенчатый. При оптимальных условиях работы аргонового лазера (давление $p \sim 0,5$ мм рт. ст., диаметр трубки $d \sim 2—3$ мм) заметное повышение concentra-

ции заряженных частиц в плазме вызывается продольным магнитным полем с напряженностью $H \gtrsim 100$ э. При постоянном разрядном токе увеличение

*) Спад мощности в случае лазера с окнами под углом Брюстера (кривые 1, 2 и 3) в области малых значений H ($0 < H < 60$ э) связан с селективностью окон по отношению к поляризации лазерного излучения. Как показано в работе Белла и Блума²⁰, интенсивность света, отраженного от брюстеровского окошка в He — Ne лазере на рабочей длине волны ($\lambda = 3,39$ мк) монотонно возрастает с увеличением H от нуля до ~ 100 э.

концентрации плазмы с ростом H должно приводить к росту мощности и к. п. д. аргонового лазера.

В работе Голанта, Кривошеева и Привалова⁶⁸ изучалась зависимость концентрации заряженных частиц от напряженности аксиального магнитного поля для дугового разряда в аргоне при давлении $p = 0,5 \text{ мм рт. ст.}$ и токах разряда порядка $10\text{--}20 \text{ а}$ (рис. 24). Авторы⁶⁸ наблюдали рост концентрации заряженных частиц вплоть до $H \approx 2000 \text{ э}$. Максимальная концентрация была порядка 10^{15} см^{-3} , что соответствовало степени ионизации аргона в несколько десятков процентов. Эти данные хорошо согласуются с сообщениями⁴³ об эффективности использования магнитного поля для повышения выходной мощности аргонового лазера, работающего в режиме накачки постоянным током.

§ 9. Электронный циклотронный резонанс в газоразрядном лазере (свч-накачка)

Одним из путей повышения эффективности накачки за счет электрон-атомных соударений, как видно из выражения (8,1), является повышение средней энергии электронов u_e . В лазере, где возбуждение разряда осуществляется с помощью вч-генератора или источника постоянного тока, средняя энергия электронов ($u_e = 3/2 kT_e$) ограничена, так как тесно связана с другими параметрами плазмы (градиент потенциала E_z , концентрация электронов N_e). Это ограничение можно попытаться преодолеть, используя микроволновой разогрев электронной компоненты газового разряда с помощью метода циклотронного резонанса в скрещенных переменном электрическом и постоянном магнитном полях *)⁴².

Нагрев газоразрядной плазмы с помощью метода эцр подробно изучался в связи с проблемой создания высокотемпературной плазмы⁷²⁻⁷⁴. В литературе имеются также работы, посвященные изучению закономерностей резонансного свч-прогрева в газах⁷⁵⁻⁸³.

Электронный циклотронный резонанс в плазме может быть осуществлен, как известно, при выполнении следующих условий: 1) циклотронная частота $\omega_c = eH/mc$ обращения электронов в постоянном магнитном поле должна совпадать с частотой колебаний ω электрического свч-поля накачки, вектор E напряженности которого перпендикулярен H , 2) частота столкновений электронов с атомами газа ν_{en} должна быть немного меньше циклотронной частоты, 3) диаметр разрядной трубки d должен значительно превышать средний ларморовский радиус электронов и 4) свч-поле накачки должно проникать в плазму. Для свч-волн малой напряженности, распространяющихся вдоль магнитного поля и не возмущающих плазму, диэлектрическая постоянная плазмы есть

$$\epsilon_{1,2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)\omega}, \quad (9,1)$$

где $\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ — плазменная частота. Знак минус в знаменателе (9,1) соответствует волне с правой круговой поляризацией, у которой направление вращения вектора напряженности электрического поля совпадает с направлением вращения электронов вокруг магнитных силовых линий. В случае проникновения волны этого типа в плазму на частоте $\omega = \omega_c$ имеет место эцр, т. е. электрон, двигаясь в течение длительного времени $\nu_{en}^{-1} \gg \omega_c^{-1}$ в ускоряющем электрическом поле, будет отбирать энергию у свч-поля. Средняя энергия \bar{u}_e , приобретаемая электроном меж-

*) Другим путем повышения мощности газового лазера является использование для накачки моноэнергетического электронного пучка с энергией u_e , соответствующей максимуму Q_m сечения возбуждения данного состояния (так называемый «триодный лазер»⁶⁹ или «диодный лазер»⁷⁰).

ду соударениями, резонансным образом зависит от отношения ω/ω_e ⁸¹:

$$\bar{u}_e = \frac{e^2 E^2}{m_e (\nu_{en}^2 - \omega^2)} \quad (9,2)$$

где $\omega_m^2 = \frac{\nu_{en}^2 (\omega^2 - \omega_e^2) + (\omega^2 - \omega_p^2)^2}{\nu_{en}^2 \omega^2 - \omega_e^2}$, E — среднееквадратичное значение напря-

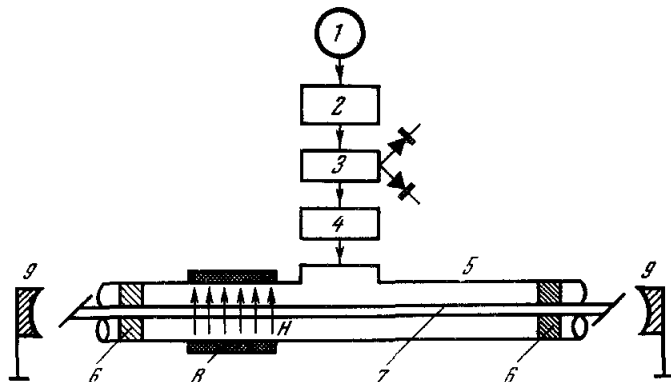


Рис. 25. Блок-схема установки для свч-накачки газового лазера в режиме электронного циклотронного резонанса⁴².

1 — магнетронный генератор, 2 — ферритовый разделитель, 3 — направленный ответвитель, 4 — шлейфовая настройка, 5 — T-образное соединение волноводов, 6 — короткозамкнутые заглушки, 7 — лазерная трубка, 8 — подковообразный электромагнит, 9 — зеркала.

женности свч-поля. При условии резонанса $\omega = \omega_e$ и $\nu_{en} < \omega$ выражение (9,2) приводится к более простому виду:

$$\bar{u}_e = \frac{e^2 E^2}{2m_e \nu_{en}^2} \quad (9,3)$$

Важной особенностью резонансного свч-разряда является то, что для его

поддержания требуется очень небольшая мощность⁸¹.

Некоторые данные об измерении электронной температуры в условиях циклотронного резонанса в He — Ne плазме с помощью метода двойного зонда приведены в⁴². Свч-накачка осуществлялась на частоте $\nu = 2,45$ Гц ($\omega = 15 \cdot 10^9$ сек⁻¹) при давлении смеси газов $p_{см} = 0,6$ мм рт. ст. и соотношении компонент $p_{Ne}/p_{He} = 1:5$ и диаметре разрядной трубки $d = 6$ мм. Свч-пробой при этих условиях ($\omega/\nu_{en} > 10$) имел типично резонансный характер. Авторы⁴² обна-

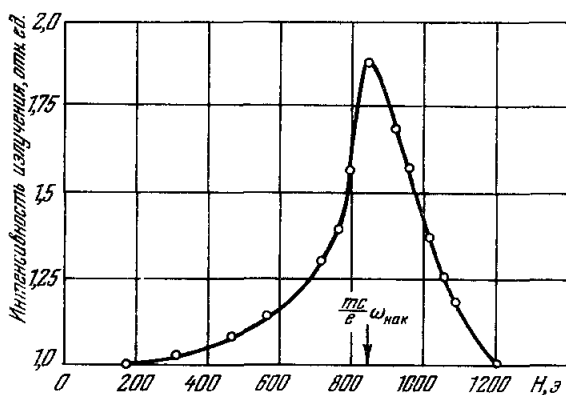


Рис. 26. Зависимость интенсивности излучения He — Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мк) при свч-накачке от напряженности поперечного магнитного поля⁴². Стрелкой показана величина напряженности магнитного поля, соответствующая циклотронному резонансу на частоте накачки $\omega_{нак}$ ($\nu_{нак} = 2,45$ Гц).

ружили увеличение электронной температуры T_e , соответствующее, по их расчетам, увеличению мощности лазера в шесть раз. Однако они от-

мечают, что проведенные ими зондовые измерения нуждаются в проверке другими методами.

На рис. 25 приведена блок-схема установки, использованной в работе Алмеда и Кочера ⁴² для повышения мощности He — Ne лазера ($\lambda = 3,39 \text{ мк}$) с помощью метода эпр-накачки. Источником мощности накачки служил магнетронный генератор 1, работавший на частоте 2450 Мгц. Свч-энергия подавалась через ферритовый разделитель 2 в волноводный тракт. Последний включал в себя направленный ответвитель 3, шлейфовую настройку 4 и Т-образное соединение волноводов 5 с короткозамкнутыми заглушками, образующими резонансную полость. В этой части волноводного тракта монтировалась лазерная трубка ($l = 100 \text{ см}$, $d = 6 \text{ мм}$), наполненная смесью He и Ne (0,5 мм рт. ст. He и 0,1 мм рт. ст. Ne). Поперечное магнитное поле $H \perp E$ создавалось с помощью подковообразного электромагнита. Лазер мог возбуждаться либо с помощью обычной вч-накачки ($\nu_{\text{нак}}$ — 60 Мгц), либо с помощью свч-накачки ($\nu_{\text{нак}}$ — 2,45 Ггц).

На рис. 26 приведена зависимость мощности лазера P_L при свч-накачке от напряженности магнитного поля H . Видно, что зависимость $P_L(H)$ носит резонансный характер. При $H = 870 \text{ э}$ (циклотронное поле для частоты $\nu_{\text{нак}} = 2,45 \text{ Ггц}$) мощность лазера возрастает примерно вдвое. Это увеличение мощности получено с магнитом длиной в 40 см, что составляет 2,5 от длины лазера. Авторы ⁴² указывают, что при условии помещения всей лазерной трубки в магнитное поле следует ожидать возрастания мощности лазера не менее чем в пять раз. Это находится в согласии с оценкой возрастания мощности, произведенной ими на основании измерений электронной температуры.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriot, Phys. Rev. Letts. 6, 106 (1961).
2. W. E. Lamb, Phys. Rev. 134A, 1429 (1964).
3. C. E. Moore, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand., Washington, vol. I, 1949, vol. II, 1952, vol. III (1958).
4. R. L. Fork, C. K. Patel, Proc. IEEE 52, 208 (1964).
5. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, М., Физматгиз, 1964.
6. W. Culshaw, J. Kannelaud, Phys. Rev. 136, A1309 (1964).
7. R. L. Fork, M. Sargent, Phys. Rev. 139, A617 (1965).
8. М. И. Дьяконов, ЖЭТФ 49, 1169 (1965).
9. Н. Н. Розанов, А. В. Тулуб, ДАН СССР 163, 1280 (1965).
10. C. V. Heer, R. D. Graft, Phys. Rev. 140, A1088 (1965).
11. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ 50, 448 (1966).
12. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Оптика и спектроскопия 20, 472 (1966).
13. W. R. Bennett, Phys. Rev. 126, 580 (1962). (Имеется русский перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963.)
14. W. R. Bennett, Appl. Opt., Suppl. № 1, 24 (1962). (Имеется русский перевод, см. в УФН 81, 119 (1963).)
15. R. E. Buser, J. Kainz, J. Sullivan, Appl. Opt. 2, 861 (1963).
16. W. Culshaw, J. Kannelaud, Phys. Rev. 133, A691 (1964).
17. А. Э. Фотиади, С. А. Фридрихов, ЖТФ 36, 560 (1966).
18. A. Szöke, A. Javan, Phys. Rev. Letts. 10, 521 (1963).
19. Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов, ЖТФ 36, 394 (1966).
20. W. Bell, A. Bloom, Appl. Opt. 3, 413 (1964).
21. A. Corney, Appl. Opt. 5, 127 (1966).
22. H. Statz, R. A. Paananen, G. F. Koster, Bull. Am. Phys. Soc. II, 7, 195 (1962); J. Appl. Phys. 33, 2319 (1962).
23. W. Culshaw, J. Kannelaud, F. Lopes, Phys. Rev. 128, 1747 (1962).
24. J. Tobias, R. A. Wallace, Phys. Rev. 134, A549 (1964).
25. W. Culshaw, J. Kannelaud, Phys. Rev. 141, 228, 237 (1966).
26. P. T. Bolwijn, Appl. Phys. Letts. 6, 203 (1965).
27. M. L. Skolnick, T. G. Polanyi, J. Tobias, Phys. Letts. 19, 386 (1965).

28. P. T. Bolwijn, Доклад на международной конференции по квантовой электронике, Сан Хуан, Пуэрто-Рико, 1965.
29. R. Raananen, C. L. Tang, H. Statz, Proc. IEEE 51, 63 (1963).
30. C. L. Tang, H. Statz, Phys. Rev. 128, 1013 (1962).
31. H. Lang, G. Bouwhuis, Phys. Letts. 7, 29 (1963).
32. H. Lang, Philips Res. Repts. 19, 429 (1964).
33. H. Lang, G. Bouwhuis, Phys. Letts. 9, 237 (1964).
34. H. Lang, G. Bouwhuis, Phys. Letts. 19, 481 (1965).
35. M. Dumont, G. Durand, Phys. Letts. 8, 100 (1964).
36. G. Durand, C.R. Acad. Sci. 258, 510 (1964).
37. R. L. Fork, C. K. N. Patel, Appl. Phys. Letts. 2, 180 (1963).
38. C. K. N. Patel и др., Appl. Phys. Letts. 1, 84 (1962).
39. S. A. Ahmed, R. Kocher, Proc. IEEE 52, 1356 (1964).
40. J. Tobias, M. L. Skolnick, R. A. Wallace, T. G. Polanyi, Appl. Phys. Letts. 6, 198 (1965).
41. A. D. White, E. J. Gordon, E. F. Labuda, Appl. Phys. Letts. 5, 97 (1964).
42. S. A. Ahmed, R. Kocher, Proc. IEEE 52, 1737 (1964).
43. Microwaves 3, № 10 (1964); Electronic News 9, № 450 (1964).
44. E. J. Gordon, A. D. White, Appl. Phys. Letts. 3, 199 (1963).
45. A. D. White, E. J. Gordon, Appl. Phys. Letts. 3, 197 (1963).
46. А. Э. Фотиадн, С. А. Фридрихов, ЖТФ 37 № 2 (1961).
47. E. J. Gordon, E. F. Labuda, J. Appl. Phys. 35, 1647 (1964).
48. В. Е. Голант, ЖТФ 30, 1265 (1960).
49. Ю. М. Каган, Р. И. Лигущенко, ЖТФ 31, 445 (1961); 32, 735 (1962).
50. О. П. Бочкова, Л. П. Разумовская, С. Э. Фриш. Оптика и спектроскопия 11, 697 (1961).
51. Н. А. Воробьев и др., ЖТФ 34, 2079 (1964); 34, 571 (1963).
52. S. Levy, Z. Phys. 72, 578 (1931).
53. K. Schön, Ann. Phys. 28, 649 (1937).
54. M. Kruse, Z. Phys. 109, 312 (1938).
55. K. Krebs, Z. Phys. 101, 604 (1936).
56. Р. Ладенбург, УФН 14, 721 (1934).
57. В. А. Фабрикант, Р. Паневкин, ДАН СССР 20, 441 (1938); ЖЭТФ 9, 1007 (1939).
58. Л. П. Разумовская, О. П. Бочкова, Оптика и спектроскопия 9, 271 (1960); 14, 189 (1963); 15, 716 (1963); 18, 777 (1965).
59. В. П. Чеботаев, Радиотехника и электроника 10, 377 (1965).
60. Б. Н. Клярфельд, Сб. Электронные и ионные приборы, Труды ВЭИ, вып. 41, Госэнергоиздат, М., 1940.
61. В. Е. Голант, УФН 79, 377 (1963).
62. В. В. Кадоштурев, A. V. Nedosrasov, J. Nucl. Energy C1, 230 (1960).
63. В. А. Фабрикант, Г. Н. Рохлин, ДАН СССР 19, 393 (1938).
64. Г. Н. Рохлин, ЖЭТФ 9, 801 (1939).
65. В. А. Фабрикант, Труды ВЭИ, вып. 41, Госэнергоиздат, М., 1940.
66. E. J. Gordon, E. F. Labuda, W. B. Bridges, Appl. Phys. Letts. 4, № 10 (1964).
67. Electronics 37, № 32, 14 (1964).
68. В. Е. Голант и др., ЖТФ 34, 953 (1964).
69. P. K. Tien, D. MacNair, H. L. Hedges, Phys. Rev. Letts. 12, 30 (1964).
70. J. M. Hammer, C. P. Wen, Appl. Phys. Letts. 7, 198 (1965).
71. В. Г. Булыгинский и др., Доклад 10/242 на Зальцбургской конференции по физике плазмы, 1961.
72. M. C. Becker и др., Suppl. Nucl. Fusion 1, 345 (1962).
73. W. B. Ard, M. C. Becker, Phys. Rev. Letts. 10, 87 (1963).
74. А. Д. Пилия, В. Я. Френкель, ЖТФ 34, 1765 (1964); 34, 1752 (1964).
75. A. E. Brown, Phil. Mag. 29, 302 (1940).
76. B. Laa, W. P. Allis, S. C. Brown, J. Appl. Phys. 21, 1297 (1950).
77. H. Margenau, Phys. Rev. 73, 297 (1948).
78. D. J. Rose, S. C. Brown, Phys. Rev. 98, 310 (1955).
79. A. D. MacDonald, S. C. Brown, Phys. Rev. 76, 1634 (1949).
80. M. Erisson и др., J. Appl. Phys. 33, 2429 (1962).
81. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, Госатомиздат, М., 1961.
82. Д. А. Ганичев, С. А. Фридрихов, Б. М. Ашкинадзе, А. Б. Солган, ЖТФ 35, 813 (1965).
83. В. Е. Голант, М. В. Кривошеев, И. Л. Ячнев, ЖТФ 36, 1144 (1966).