

ИЗМЕРЕНИЕ ДИСПЕРСИИ В РАЗРЯДЕ НЕОНА И СМЕСИ ГЕЛИЙ—НЕОН ПОСТОЯННОГО ТОКА НА ДЛИНАХ ВОЛН 0.63 И 1.15 МКМ

В. И. Виноградов

С помощью ЛБВ (эллиптическая поляризация) и ячейки в магнитном поле, наполненной поглощающей или усиливающей средой, измерена дисперсия на $\lambda=0.63$ и 1.15 мкм в зависимости от общего и парциального давления неона (смесь He—Ne).

1. Важной характеристикой активной среды является ее дисперсия $dn/d\nu$. Через нее, в частности, выражается связь между скоростью дрейфа v возбужденных атомов среды и обусловленной этим дрейфом разностной частотой Ω в лазере бегущей волны (ЛБВ) [1].

В работе измерялась дисперсия активной среды на оптических переходах неона $2s_2-2p_4$ ($\lambda_1=1.15$ мкм) и $3s_2-2p_4$ ($\lambda_2=0.63$ мкм.) Используемая методика основана на том, что при наложении на активную среду магнитного поля напряженностью H между встречно направленными циркулярно поляризованными волнами в ЛБВ появляется разность частот Ω_H [2]

$$\Omega_H = \frac{VHlc}{\pi L}, \quad (1)$$

где V — постоянная Верде, l — длина активной части, L — периметр резонатора, c — скорость света.

Из [2, 3]

$$\frac{dn}{d\nu} = \frac{2Vm_e c^2}{e\nu} [(g_a + g_0) + J_a (g_a - g_0)], \quad (2)$$

где e и m_e — соответственно заряд и масса электрона, ν — частота оптического перехода, g_a и g_0 — множители Ланде для верхнего и нижнего рабочего уровня, $(2J+1)$ — статистический вес.

Таким образом, зная разностную частоту, создаваемую магнитным полем, мы можем из (1) и (2) определить дисперсию $dn/d\nu$.

2. Экспериментальная установка представляет собой трехпризмный ЛБВ с периметром $L=2$ м. Одна из призм эквивалентна клину с углом при вершине пять градусов, что необходимо для настройки прибора на нужную длину волны генерации, в нашем случае $\lambda_1=1.15$ мкм или $\lambda_2=0.63$ мкм. В резонатор помещены две газоразрядные трубки T_1 и T_2 . Одна из них ответственна за необходимое превышение усиления над потерями, а вторая T_2 с длиной разряда $l=30$ см и внутренним диаметром 4 мм соединена с вакуумным постом для наполнения требуемым газом. На нее была намотана катушка длиной 21 см, которая при токе 1 а создавала продольное магнитное поле $H=280$ э. Для выхода из области захвата использовался фарадеевский невзаимный элемент (ФНЭ).

Работа велась при настройке резонатора на центральную частоту генерации в одномодовом режиме. В случае $\lambda_2=0.63$ мкм это достигалось регулировкой потерь ирисовой диафрагмой, а на $\lambda_1=1.15$ мкм регулировкой мощности высокочастотной накачки трубки T_1 и контролировалось ска-

нирующим интерферометром. Одна из призм резонатора приклеена к пьезокерамике для плавной подстройки периметра.

При наложении продольного магнитного поля H на активную среду лазера скорости распространения встречных волн становятся различными, что приводит к появлению разностной частоты Ω_H .

При различном наполнении трубки T_2 измерялись значения Ω_H^- при одном направлении H^- , и Ω_H^+ при противоположном направлении H^+ . Полуразность $(\Omega_H^- - \Omega_H^+)/2$ дает значение Ω_H , вызванное только магнитным полем, которое как по величине, так и по знаку определяется дисперсией активной среды (при постоянных остальных характеристиках лазера).

Несмотря на то что используемый нами резонатор имеет шестнадцать поверхностей, расположенных под углом Брюстера к распространяющемуся свету, что обеспечивает высокую степень линейности поляризации, запас по превышению усиления над потерями, обеспечиваемый трубкой T_1 , позволял создавать эллиптическую поляризацию, которая получалась при повороте ФНЭ на некоторый угол вокруг своей оси. Понятно [4, 5], что значение Ω_H пропорционально эллиптичности по амплитуде, поэтому для увеличения Ω_H при измерениях ФНЭ был повернут на некоторый угол φ .

Расчет эллиптичности внутри призмного резонатора связан с громоздкими вычислениями и ненадежен, так как требует учета значительного числа неконтролируемых нами анизотропных неоднородностей. Поэтому для количественной проверки метода одна из призм была заменена диэлектрическим зеркалом с максимумом отражения на $\lambda_2 = 0.63$ мкм и отношением коэффициентов пропускания для E_p - и E_s -компонент электрического вектора $\tau = 2$. Результат измерения эллиптичности света $\psi = E_s^2/E_p^2$ на выходе зеркала для одной из волн представлена на рис. 1, где по оси абсцисс отложен поворот невзаимного элемента в относительных единицах, а по оси ординат — эллиптичность одной из волн (кривая 1).

Максимальная эллиптичность встречной волны в пятьдесят раз меньше, что вполне может быть при наличии в резонаторе последовательно расположенных элементов, играющих роль поляроида и пластинки в четверть волны [6].

С учетом особенностей экспериментальной установки формула (1) примет вид¹

$$\Omega_H = \frac{VHlc}{2\pi L} \sqrt{\psi} \tau. \quad (3)$$

Измеренный коэффициент усиления G трубки T_2 (отношение парциальных давлений гелия и неона $\alpha = 7$, $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{22} = 1$, ток разряда 5 ма, $p = 2$ тор) равен $4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, на $\lambda_2 = 0.63$ мкм.

Поэтому из [2] для нашего случая имеем $V_2 = 5 \cdot 10^{-7}$ рад/см э, и при $H = 75$ э, $\sqrt{\psi} = 3 \cdot 10^{-2}$ и $\tau = 2$ получаем $\Omega_H = 1100$ гц. Экспериментально измеренное значение Ω_H (рис. 1, штриховая линия) достигает 750 гц.

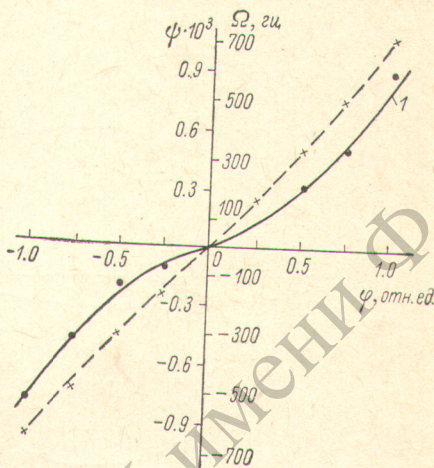


Рис. 1. Зависимость эллиптичности ψ на выходе резонатора (кривая 1) и разностной частоты Ω_H .

При $\alpha = 7$, $H = 75$, $p = 2$ тор, $i = 5$ ма от угла поворота ФНЭ (в отн. ед.) на $\lambda = 0.63$ мкм.

¹ Коэффициент 2 в знаменателе вызван значительной разницей в эллиптичностях встречных волн, что позволяет считать, что изменяется частота только одной волны.

Необходимо отметить, что при включении магнитного поля и $\varphi=0$ наблюдалось одинаковое уменьшение интенсивности обоих лучей. При отклонении от этого положения интенсивность одного луча уменьшалась меньше, а второго больше. Это вызвано тем, что в наших условиях разрядная трубка в продольном магнитном поле представляет собой амплитудный невзаимный элемент. Грубые оценки показывают, что ошибка измерения Ω_H из-за амплитудной невзаимности может достигать 200–300 гц. По-видимому, этим можно объяснить расхождение измеренной Ω_H с вычисленной из (3).

Поэтому учитывая полученную экспериментально пропорциональность между Ω_H и G_2 (рис. 2) более целесообразно определять $dn/d\nu$ для исследуемых давлений неона и значений $\alpha=1,2,\dots$ с помощью измеренного коэффициента усиления на $\lambda_2=0.63$ мкм, которому пропорциональна постоянная Верде, а следовательно, и $dn_2/d\nu_2$ (2).

Для G_1 на $\lambda_1=1.15$ мкм из [7] получаем $G_1 \approx 3G_2$, а из [2]

$$V_1 = V_2 \frac{G_1 \Delta\nu_{D1}}{G_2 \Delta\nu_{D2}} \quad (4)$$

и при $\Delta\nu_{D1}=1000$ Мгц, $\Delta\nu_{D2}=1900$ Мгц имеем $V_1=3 \cdot 10^{-6}$ рад/см. э.

Таким образом, из (2) и рис. 2 для $\alpha=7$, $p=2$ тор и тока разряда 5 ма $dn_2/d\nu_2=1.4 \cdot 10^{-18}$, а $dn_1/d\nu_1=1.6 \cdot 10^{-17}$.

Основные эксперименты проводились с призмным резонатором при $H=140$ э, что соответствует положению, когда половина контуров усиления

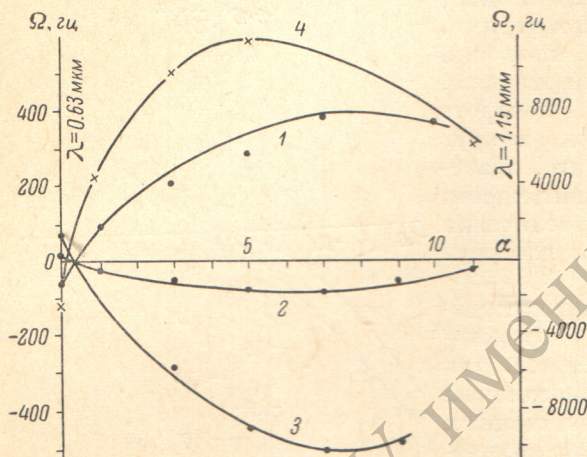


Рис. 2. Зависимость Ω_H от отношения парциальных давлений гелия и неона — α .

Общее давление $p=2$ тор, $i=5$ ма и $H=140$ э. 1–3 — $\lambda=0.63$ мкм при $\varphi=+1, 0, -1$ соответственно; 4 — $\lambda=1.15$ мкм, $\varphi=0$.

(на $\lambda=1.15$ мкм) изотопов Ne^{20} и Ne^{22} меняются местами, а форма суммарного контура усиления в окрестности центральной частоты генерации практически не изменяется, так как изотопический сдвиг $\Delta\nu_1=261$ Мгц, а зеемановское расщепление составляет 250 Мгц. На $\lambda_2=0.63$ мкм $\Delta\nu_2=875$ Мгц [8], поэтому изменение формы контура усиления из-за расщепления незначительно.²

Необходимо отметить, что после замены зеркала призмой знак Ω изменился. Это вызвано разницей в скачках фаз при отражении света от зеркала под углом 30° и от грани полного внутреннего отражения призмы под углом $\beta=50^\circ$ [9]. Кроме того, по абсолютной величине Ω_H уменьшилась в три раза, так как резонатор стал более сильным поляризатором, и эллиптичность уменьшилась.

3. На рис. 2 показана экспериментальная зависимость $\Omega_{H1,2}$ от α при $p=2$ тор и токе разряда 5 ма. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям Ω_{H2} на $\lambda_2=0.63$ мкм при таких положениях ФНЭ, когда $\varphi=-1$; $\varphi=0$, $\varphi=+1$ (рис. 1); 4 — Ω_{H1} на $\lambda=1.15$ мкм, когда $\varphi=0$.³

Таким образом, $\Omega_{H1,2}=0$, в точках, где $G_{1,2}=0$ и имеет максимум в области оптимального соотношения $\alpha=5 \div 7$, где $G_{1,2}$ максимален. На рис. 3

² Известно, что инверсная заселенность, а следовательно, и коэффициент усиления, как на $\lambda_2=0.63$ мкм, так и $\lambda_1=1.15$ мкм, определяется при постоянных остальных параметрах соотношением между парциальными давлениями гелия и неона (см., например, [12]). При этом максимум и минимум $G_{1,2}$ находится при тех же значениях α , что и $\Omega_{H1,2}$.

³ Заметим, что на $\lambda=1.15$ мкм при $\varphi=0$ эллиптичность $\psi \neq 0$.

слева представлены те же зависимости, полученные при наполнении трубки неон. В области $p > 1.2$ тор разряд неона поглощает излучение на $\lambda_1 = 1.15$ мкм, а при $p < 1.2$ тор усиливает, поэтому изменяется знак дисперсии, а следовательно, и Ω_{H1} . Излучение на $\lambda_2 = 0.63$ мкм поглощается в наших условиях при любом давлении неона и поэтому знак Ω_{H2} постоянен.

С помощью зависимостей, представленных на рис. 2 и 3, соотношения (4) и найденных максимальных $dn_{1,2}/dv_{1,2}$ на λ_1 и λ_2 построены графики $dn_{1,2}/dv_{1,2} = f(p_{Ne})$ — рис. 3 (справа). Значение $dn_{1,2}/dv_{1,2}$ в зависимости от соотношения парциальных давлений гелия и неона при постоянном общем давлении можно найти из соотношения

$$\frac{dn_{1,2}}{dv_{1,2}} = \frac{\Omega_{H1,2}(a_n)}{\Omega_{H1,2}(a_0)} \frac{dn_{1,2}(a_0)}{dv_{1,2}},$$

где индекс 0 относится к случаю наполнения трубки только неон.

Для проверки правильности использованной методики сравним значение коэффициента поглощения G'_2 , которое можно получить из $dn_2/dv_2 = 1.7 \cdot 10^{-19}$ (рис. 3) для давления неона $p = 2$ тор и тока $i = 5$ ма, с измеренным независимо [10], где для трубки $d = 4$ мм, $i = 10$ ма, $p = 2$ тор, $G'_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ на $\lambda = 0.63$ мкм.

Из [11] имеем

$$(n-1) = \frac{c \Delta v_D G}{8\pi \sqrt{\pi} \ln 2 v (v - v_0)}, \quad (5)$$

где Δv_D — ширина доплеровского контура, $(v - v_0)$ — расстройка резонатора относительно центральной частоты генерации.

Очевидно, что дисперсия dn/dv представляет собой отношение $(n-1)$, где n — коэффициент преломления к ширине доплеровского контура на полувысоте, т. е. при $(v - v_0) = \Delta v_D$ имеем

$$\frac{dn}{dv} = \frac{c G'}{8\pi \sqrt{\pi} \ln 2 v_0 \Delta v_D}. \quad (6)$$

Откуда при $\Delta v_D = 1.9 \cdot 10^9$ гц и $dn_2/dv_2 = 1.7 \cdot 10^{-19}$, $G'_2 = 2 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹. При линейной аппроксимации G'_2 от $i = 10$ ма до $i = 5$ ма из [10] получаем $G'_2 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹.

Полученные абсолютные значения дисперсии могут быть, например, использованы для определения скоростей дрейфа возбужденных атомов в разряде постоянного тока при различном наполнении активной среды.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. Н. Фаворину и А. В. Елецкому за обсуждение результатов работы и замечания при подготовке рукописи.

Литература

- [1] В. И. Виноградов, А. В. Елецкий. Опт. и спектр., 30, 830, 1971.
- [2] J. Tobias, R. A. Wallage. Phys. Rev., 134, 540, 1964.
- [3] М. Борн. Оптика. ГИТИЛ, 1937.

- [4] V. S. Stefanov. Phys. Lett, 3, 272, 1960.
[5] G. J. Hetherington. Infrared. Phys., 9, 100, 1969.
[6] У. Шерклифф. Поляризованный свет. Изд. «Мир», 1965.
[7] Л. Н. Орлов. Ж. прикл. спектр., 12, 994, 1970.
[8] R. H. Cordover, T. S. Jaseja, A. Javan. Appl. Phys. Lett., 7, 322, 1965.
[9] Р. В. Поль. Введение в оптику. Гостехиздат, 1947.
[10] С. А. Алякшиев. Электронная техника, сер. 3. вып. 1 (17), 27, 1970.
[11] А. Митчелл, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ГТИ, М., 1937.
[12] А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов. Газовые лазеры. Атомиздат, М., 1971.

Поступило в Редакцию 28 сентября 1971 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ