

второй гармоники с длиной волны $\lambda = 3770 \text{ \AA}$. Ввиду того, что спектральная ширина генерируемого излучения лазера в растворе криптоцианина в глицерине составляет около 180 \AA , то введением интерферометра Фабри-Перо в резонатор можно вырезать линии шириной в $5-10 \text{ \AA}$ по всей ширине спектра от $\lambda_{ж} = 7505 \text{ \AA}$ до $\lambda_{ж} = 7605 \text{ \AA}$. В наших экспериментах производился поворот кристалла КДР в главной плоскости на углы от $-14'$ до $+16'$ относительно угла $\Theta_{00}^c = 46^\circ 52'$, а также от $-1^\circ 06'$ до $1^\circ 20''$ относительно угла $\Theta_{0e}^c = 78^\circ 16'$. При этом осуществлялась перестройка частоты второй гармоники излучения жидкостного лазера от $\lambda = 3802 \text{ \AA}$ до $\lambda = 3752 \text{ \AA}$. В этих же интервалах длин волн возможна также перестройка излучения второй гармоники с помощью наклонного интерферометра Фабри-Перо, внесенного в резонатор жидкостного ОКГ.

А. Е. САВКИН

О КРИТИЧНОСТИ УСТАНОВКИ КРИСТАЛЛА КДР ПРИ СМЕШЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЙ РУБИНОВОГО И НЕОДИМОВОГО ОКГ

Для выяснения поставленного вопроса ограничимся плосковолновым приближением. Такое приближение приводит к известной зависимости мощности преобразованного излучения от угла отклонения от направления фазового согласования:

$$P \sim \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} \quad (1)$$

Перепишем формулу для значения углов Θ , при которых мощность преобразованного излучения уменьшится в два раза:

$$\frac{1}{2} = \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2}; \quad \frac{\sin \psi}{\psi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

Для двух способов взаимодействия ψ выражается через показатели преломления:

$$\psi_{oo}^e = \pi l \rho_{oo}^e(\omega) \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_o(\omega_2)}{\lambda_2} \right] \cdot \Delta \Theta_{oo}^e \quad (3)$$

$$\psi_{oe}^e = \pi l [\rho_{oe}^e(\omega) - \rho_{oe}^e(\omega_2)] \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_e(\omega_2)}{\lambda_2} \right] \Delta \Theta_{oe}^e$$

Здесь угол $\Delta \Theta$ —отклонение от направления фазового согласования, а углы q —углы между нормальными к волновым поверхностям;

l —длина кристалла; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda$ —длины волн соответственно рубинового неодимового и преобразованного суммарной частоты излучений. Выражение (2) для двух способов смешения запишем следующим образом:

$$\frac{\sin(a_{oo}^e \cdot \Delta \Theta_{oo}^e)}{(a_{oo}^e \cdot \Delta \Theta_{oo}^e)} = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \frac{\sin(a_{oe}^e \cdot \Delta \Theta_{oe}^e)}{(a_{oe}^e \cdot \Delta \Theta_{oe}^e)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

В последних формулах введены обозначения:

$$a_{oo}^e = \pi l \rho_{oo}^e(\omega) \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_o(\omega_2)}{\lambda_2} \right] \quad (5)$$

$$a_{oe}^e = \pi l [(\rho_{eo}^e(\omega) - \rho_{oe}^e(\omega_2))] \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_e(\omega_2)}{\lambda_2} \right]$$

Пользуясь специальными таблицами и формулами (4) и (5), можем получить выражение:

$$\frac{\Delta \Theta_{oe}^e}{\Delta \Theta_{oo}^e} = \frac{a_{oo}^e}{a_{oe}^e}; \quad \frac{\Delta \Theta_{oe}^e}{\Delta \Theta_{oo}^e} = \frac{\rho_{oe}^e(\omega) \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_o(\omega_2)}{\lambda_1} \right]}{[\rho_{oe}^e(\omega) - \rho_{oe}^e(\omega_2)] \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_e(\omega_2)}{\lambda_2} \right]} \quad (6)$$

позволяющее провести качественное сравнение о критичности расстройки фазового согласования для двух способов смешения. Также из формул (4), подставляя вычисленные значения (5), по тем же специальным таблицам можем рассчитать абсолютные значения углов $\Delta \Theta$, для которых преобразованное излучение уменьшится в два раза:

$$\Delta \Theta_{oo}^e = \frac{1,3916}{a_{oo}^e} = \frac{1,3916}{\pi l \rho_{oo}^e(\omega) \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_o(\omega_2)}{\lambda_2} \right]} \quad (7)$$

$$\Delta \Theta_{oe}^e = \frac{1,3916}{a_{oe}^e} = \frac{1,3916}{\pi l [(\rho_{oe}^e(\omega) - \rho_{oe}^e(\omega_2))] \left[\frac{n_o(\omega_1)}{\lambda_1} + \frac{n_e(\omega_2)}{\lambda_2} \right]}$$

Получены значения углов $\Delta\Theta$, рассчитанных теоретически по формулам (7) и найденных из экспериментальных кривых, и их отношения. Экспериментальные значения углов $\Delta\Theta$ несколько превышают теоретически найденные. По-видимому, это обусловлено тем, что вышеприведенное теоретическое рассмотрение не учитывает расходимость реальных лазерных пучков. Однако, отношение $\frac{\Delta\Theta_{oe}^e}{\Delta\Theta_{oo}^e}$, рассчитанное по (6), находится в согласии с экспериментально определенной величиной.

С. С. ЖИГУНОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ «СЛАБОГО» И «СИЛЬНОГО» ВЧ-РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

Основные внешние свойства газового разряда были подробно исследованы еще в 19 веке. Однако в последние 10—15 лет во многих лабораториях нашей страны и за рубежом проявляется повышенный интерес к изучению газового разряда. Связано это в первую очередь с тем, что изменения, происходящие при разряде внутри атомов и молекул, приводят к появлению внешних наблюдаемых эффектов, которые могут быть оценены и измерены. Благодаря этому мы можем судить о поведении при разряде микрочастиц.

Разряд в газе при более высоком давлении, сопровождаемый ярким свечением, принято называть сильным, при более низком давлении и слабом свечении—слабым. В литературе имеются результаты исследований сильного и слабого разрядов в постоянном поле высокого напряжения.

В данной работе были экспериментально исследованы оптические и электрические свойства высокочастотного «сильного» и «слабого» разрядов в гелии с целью изучения основных параметров: электронной температуры T_e , концентрации электронов n_e и распределения электронов по скоростям в плазме «сильного» и «слабого» разрядов.

Разряд осуществляется в цилиндрических разрядных трубках разного диаметра, наполненных гелием. Зажигался разряд при помощи генератора на частоте $16 \cdot 10^5$ гц. Давление газа в трубках менялось в пределах от 3 до 0,05 торр. В однородный по свечению участок положительного столба разря-