

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА НАСЫЩЕНИЯ НЕОН-ГЕЛИЕВОЙ СМЕСИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 3.39 мкм

И. П. Мазанько, Н.-Д. Д. Огурок и М. В. Свиридов

Прямые методы измерения параметра насыщения a активной газовой среды основываются на законе Бугера, который для интенсивности W монохроматического излучения при центральной настройке может быть записан в следующем виде [1]:

$$\int_{W_0}^{W_1} \frac{dW}{WF(W)} = bL, \quad F(W) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\{-x^2\} dx}{q(1+aW) + x^2}. \quad (1)$$

Здесь L — длина активной среды, W_0 и W_1 — интенсивности входного и выходного сигналов, b — постоянная, пропорциональная накачке, q — квадрат отношения ширины однородной и неоднородной спектральных линий усиления.

Дифференцирование (1) по W_0 дает

$$\varepsilon = \frac{d(\ln W_1)}{d(\ln W_0)} = \frac{F(W_1)}{F(W_0)}. \quad (2)$$

Функция $F(W)$ сводится к интегралам вероятностей [2]. Если экспериментально определить зависимость $\varepsilon = \varepsilon(W_0)$ и воспользоваться таблицами значений интеграла вероятностей, то нетрудно найти a .

Чтобы определить $\varepsilon(W_0)$, излучение неон-гелиевого лазера, работающего на длине волны 3.39 мкм, пропускалось сначала через оптический ослабитель с регулируемой прозрачностью (наклонные стеклянные пластинки), а затем через исследуемую кювету, наполненную той же смесью $\text{Ne}^{20} - \text{He}^3$. Небольшая протяженность активной среды (~ 10 см) позволила пренебречь насыщением за счет собственного спонтанного излучения [3]. Однако функция $\varepsilon(W_0)$ оказалась настолько медленно меняющейся, что провести надежное определение a не удалось. Поэтому в дальнейшем пришлось использовать модуляционную методику и разрядный ток I исследуемой кюветы подвергнуть неглубокой ($\sim 10\%$) гармонической модуляции с частотой $\Omega = 2\pi 600$ сек.⁻¹ [4]. В результате мощность сигнала на выходе тоже оказывалась промодулированной

$$W_1 = \bar{W}_1 (1 + n \cos \Omega t).$$

Так как глубина модуляции $n \ll 1$, на основании (1) можно записать

$$\int_{W_0}^{W_1} \frac{dW}{WF(W)} \approx \int_{W_0}^{\bar{W}_1} \frac{dW}{WF(W)} + \frac{n \cos \Omega t}{F(\bar{W}_1)}. \quad (3)$$

Допустим, что $aW \ll 1$ и насыщения активной среды не происходит. Тогда ненасыщенный коэффициент усиления будет

$$K = \exp\{bF(0)L\} = \bar{K} (1 + m \cos \Omega t),$$

или

$$\ln K \approx \ln \bar{K} + m \cos \Omega t, \quad m \ll 1. \quad (4)$$

Из (1), (3) и (4) нетрудно найти изменение относительной глубины модуляции при насыщении

$$\eta = \frac{n}{m} = \frac{F(\bar{W}_1)}{F(0)}. \quad (5)$$

Зависимость η от \bar{W}_1 при различных токах I разряда определялась экспериментально. Затем для каждого η , исходя из (1), (5) и таблиц значений интеграла вероятности, графически строилась зависимость величины $q(1+a\bar{W}_1)$ от q . В широкой области значений q (от десятых долей до нескольких единиц) полученный таким образом график практически не отличался от прямой. Поэтому тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс, примерно равный $1+a\bar{W}_1$, позволял определить параметр a . К сожалению, слабая зависимость $1+a\bar{W}_1$ от q не позволяла применить аналогичный метод для определения q .

На рис. 1 и 2 представлены зависимости параметра насыщения от тока разряда для двух кювет различных конструкций. Обе кюветы имели диаметр 2 мм, длину активного участка $L \approx 10$ см и наполнялись смесью $\text{Ne}^{20} - \text{He}^3$ при соотношении компонент 1 : 7, однако давление в кювете № 1 было 1.5 мм рт. ст., а в кювете № 2 2 мм рт. ст.

Как видно из рисунков, в обоих случаях величина a слабо зависела от интенсивности входного сигнала и падала с ростом тока. Плазма кюветы № 2 была менее спокойна, а начиная с токов 11—12 ма в ней возбуждались довольно интенсивные хаотические и регулярные колебания. Видимо, поэтому стабильность результатов для кюветы № 2 оказалась ниже, чем для кюветы № 1.

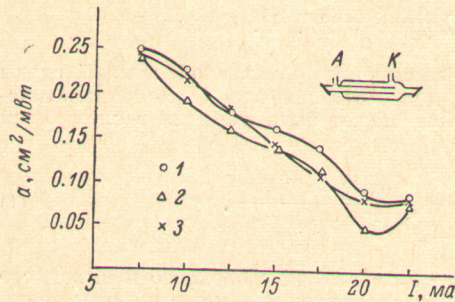


Рис. 1. Зависимость параметра насыщения от тока разряда для кюветы № 1. 1 — $W_0=30$, 2 — $W_0=60$, 3 — $W_0=150$ мквт.

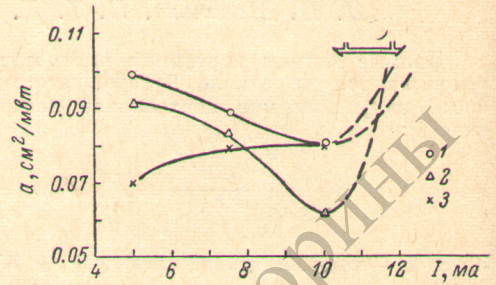


Рис. 2. Зависимость параметра насыщения от тока разряда для кюветы № 2. 1 — $W_0=75$, 2 — $W_0=230$, 3 — $W_0=750$ мквт. Штриховыми линиями показано возрастание a в области возбуждения колебаний плазмы.

Описанный метод измерения a оказывается непригодным вблизи максимума зависимости усиления от тока разряда (в этом случае $m \rightarrow 0$ и $n \rightarrow 0$ и (5) приобретает неопределенность). Для кюветы № 1 этот максимум лежал в районе $I_0 \sim 25$ ма и достигнуть его без риска вывести кювету из строя было нельзя. Для кюветы № 2 он оказался ближе ($I_0 \sim 12$ ма); при подходе к нему измеренный указанным способом параметр a резко возрастал (штриховые линии на рис. 2) и результаты теряли достоверность. Отсюда следует, что вблизи экстремальной точки $I=I_0$ насыщенный коэффициент усиления меняется более плавно, чем ненасыщенный, т. е. если $I \sim I_0$, то $m \ll n$.

Литература

- [1] D. H. Close. Phys. Rev., 153, 360, 1967.
- [2] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. «Наука», 1971.
- [3] И. П. Мазанько, М. В. Свиридов. Опт. и спектр., 33, 314, 1972.
- [4] И. П. Мазанько, М. И. Молчанов, Н.-Д. Д. Огурок, М. В. Свиридов. Опт. и спектр., 30, 927, 1971.

Поступило в Редакцию 6 марта 1972 г.

УДК 539.184

АНИЗОТРОПИЯ g -ФАКТОРА АТОМНОЙ СИСТЕМЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ВРАЩАЮЩИМСЯ И ОСЦИЛЛИРУЮЩИМ РАДИОЧАСТОТНЫМИ ПОЛЯМИ

В. В. Зверев и В. Г. Показаньев

Недавно теоретически и экспериментально было показано [1], что взаимодействие атома в постоянном магнитном поле H_0 с радиочастотным (РЧ) полем $H_1 \cos ft$, осциллирующим с частотой f в перпендикулярном к H_0 направлению, приводит к существенному изменению атомного g -фактора в направлении постоянного поля, если частота f намного больше $\omega_0 = \gamma_0 H_0$ (γ_0 — гиромагнитное отношение атома). Согласно [1], g -фактор атома в направлении поля определяется соотношением

$$g = g_0 J_0 \left(\frac{\omega_1}{f} \right), \quad \omega_1 = \gamma_0 H_1, \quad (1)$$

где g_0 — g -фактор в отсутствие РЧ поля, $J_0(\omega_1/f)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\gamma_0 = g_0 \mu_B / \hbar$, μ_B — магнетон Бора). Другими словами, РЧ поле изменяет энергию атома в постоянном магнитном поле, как бы экранирует атом, уменьшая влияние