

СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ
ВНУТРИДОПЛЕРОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ
НА D_2 -ЛИНИИ ЦЕЗИЯ

А.М.Акульшин, В.Л.Величанский, А.С.Зибров, В.В.Никитин,
В.В.Саутенков, Е.К.Юркин, Н.В.Сенков

Исследовано уширение резонансов селективного отражения в области концентрации атомов цезия N , где столкновительное резонансное уширение γ_c меньше допплеровского. Предложен метод измерения γ_c в центре атомной линии. По зависимости ширины резонанса отражения от N определено для D_2 -линии $\gamma_c = (1,15 \pm 0,12) \cdot 10^{-7} N$ Гц.

Экспериментальное изучение столкновительного резонансного уширения γ_c атомных линий с силой осциллятора $f \sim 1$ представляет значительный интерес для спектроскопии и физики атомных столкновений^{1,2}. Из теории известно^{1,3}, что резонансное столкновительное уши-

рение в центре линии и в крыльях различается по величине и механизму возникновения. В принципе измерение γ_c в центре и в крыльях резонансной линии возможно по форме линии поглощения. Однако при давлении, когда уширение больше радиационной ширины γ_r , трудно выполнить условие оптически тонкого слоя газа для резонансной линии с $f \sim 1$, и контур такой линии вблизи центра искажается эффектами самопоглощения¹. Поэтому в наиболее распространенном методе γ_c измеряется по крыльям линии поглощения^{2,4}. В настоящей работе предложен и реализован метод измерения γ_c в центральной части линии по ширине внутридоплеровского резонанса селективного зеркального отражения.

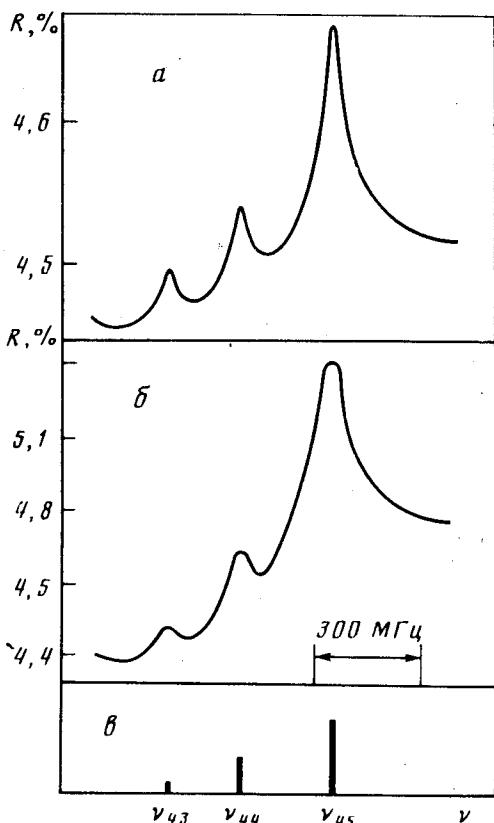


Рис. 1

Селективным зеркальным отражением (СЗО) называют резонансное поведение коэффициента зеркального отражения от границы стекло – газ в окрестности линии поглощения газа. Внутридоплеровские резонансы в контуре СЗО появляются при давлении газа, когда однородное уширение линии $\gamma = \gamma_r + \gamma_c$ меньше доплеровского уширения $\Delta\nu_D$. Существующая теория⁵ объясняет образование внутридоплеровских резонансов в контуре СЗО при $\gamma < \Delta\nu_D$ столкновениями атомов газа с окном кюветы, которые приводят к потере поляризации, на-веденной внешним полем, а точнее, возникающей при этом асимметрией распределения поляризованных атомов по скоростям. Результаты экспериментальных исследований СЗО от паров натрия^{6,7} и цезия^{8,9}, в которых наблюдались внутридоплеровские резонансы при $\gamma < \Delta\nu_D$, качественно подтверждают выводы работы⁵. Спектральную зависимость СЗО при $\gamma \ll \Delta\nu_D$ и малой отстройке частоты падающего излучения от резонансной, $|\Delta\nu| \ll \Delta\nu_D$, можно представить следующим асимптотическим приближением⁵:

$$R(\Delta\nu) \sim \ln[(4\Delta\nu^2 + \gamma^2)\Delta\nu_D^{-2}] . \quad (1)$$

Ранее нами отмечалось⁹, что частотный интервал между точками перегиба теоретической кривой $R(\Delta\nu)$, где $R''(\Gamma/2) = 0$, равен $\Gamma = \gamma$ (величину Γ будем называть „шириной пика“). Из вычисления свертки также легко получить, что при лоренцовском аппаратном кон-

туре его ширина δ аддитивно входит в измеряемую ширину пика СЗО, $\Gamma = \gamma + \delta$. Т. е. константу столкновительного уширения k легко измерить по зависимости Γ от концентрации атомов газа N , $k = d\Gamma / dN$.

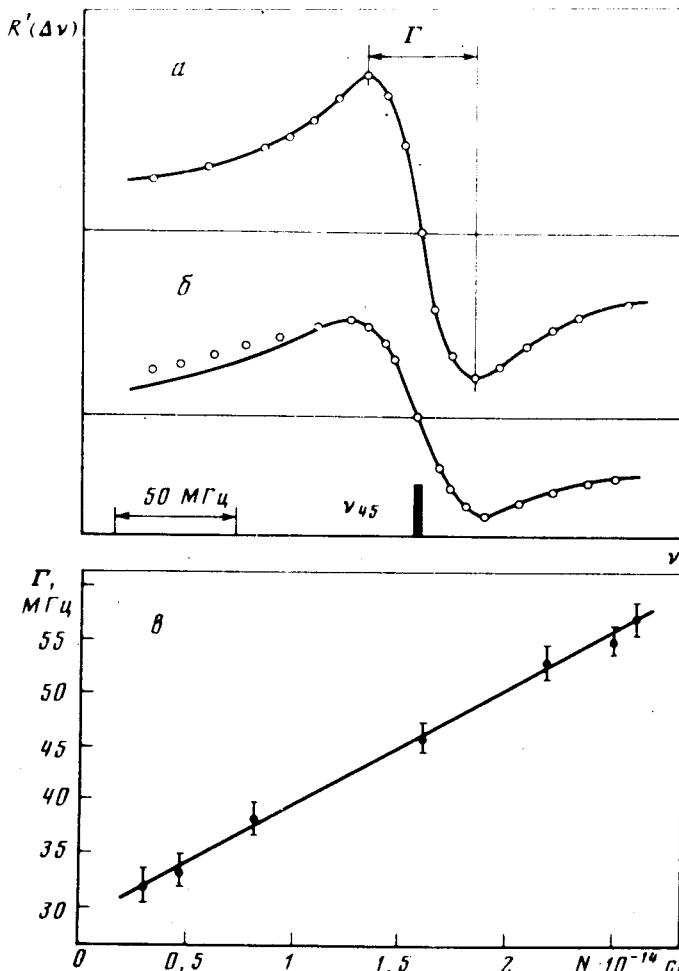


Рис. 2

В настоящей работе подтверждена теоретическая зависимость (1) для вершины внутридоплеровского резонанса СЗО и с помощью предлагаемого метода измерено резонансное уширение в центральной части D_2 -линии ^{133}Cs ($\lambda = 852,1 \text{ нм}$, $\gamma_r = 5,3 \text{ МГц}$). В качестве источника перестраиваемого по частоте монохроматического излучения использовался инжекционный лазер с внешним дисперсионным резонатором, работавший в одночастотном непрерывном режиме. Диапазон плавной перестройки частоты генерации составлял 2 – 3 ГГц, мощность излучения $\sim 3 \text{ мВт}$, ширина линии генерации не превышала 1 МГц. Более подробно характеристики лазера описаны в работе ¹⁰. Излучение лазера, сколлимированное в параллельный пучок $\phi 1 \text{ см}$, направлялось на стеклянную кювету с парами цезия, помещенную в двухсекционный терmostат. Между рабочим объемом и отростком с каплей металлического цезия поддерживалась постоянная разность температур $T - T_0 = 25 \text{ К}$. Концентрацию атомов в отростке N_0 определяли по формуле Ленгмиора – Тейлора ⁴, а в рабочем объеме – из условия равенства потоков атомов через канал, соединяющий оба объема, $N_0\sqrt{\Gamma_0} = N\sqrt{\Gamma}$. Излучение лазера, отраженное от границы стекло – пары цезия, регистрировалось фотодиодом, сигнал с которого подавался на самописец или осциллограф. Угол между падающим и отраженным лучом составлял 0,1 рад. Коэффициент селективного отражения измерялся сравнением с нерезонансным отражением от окна кюветы, $R_0 = 4,5\%$. Частотный масштаб в спектральных измерениях оп-

ределялся по резонансам пропускания конфокального интерферометра с областью свободной дисперсии 234,4 МГц. Спектры СЗО на длинноволновой компоненте D_2 -линии при $N = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ приведены на рис. 1а и 1б соответственно. На рис. 1в указаны относительные интенсивности атомных переходов.

Столкновительное уширение измерялось по внутриодиплеровскому резонансу СЗО на самом сильном переходе в D_2 -линии $6S_{1/2}$ ($F = 4$) – $6P_{3/2}$ ($F = 5$) (частота ν_{45} на рис.2). Для регистрации первой производной осуществлялись модуляция частоты генерации лазера и узкополосное усиление сигнала на 7 кГц. Спектральные зависимости производной при $N = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ показаны на рис.2а и 2б. Наряду с экспериментальными кривыми точками указаны расчетные зависимости производной $R'(\Delta\nu) \sim \Delta\nu / (4\Delta\nu^2 + \Gamma^2)$ (величина Γ взята равной интервалу между экстремумами экспериментальной кривой). Из сравнения экспериментальных и теоретических данных видно, что вблизи вершины резонанса контур СЗО довольно хорошо описывается зависимостью (1), но с ростом Γ сужается область $\Delta\nu$, в котором справедливо приближение (1).

Экспериментальные точки зависимости величины Γ от N (рис.2в) хорошо ложатся на прямую с наклоном $k = (1,15 \pm 0,12) \cdot 10^{-7} \text{ Гц} \cdot \text{см}^{-3}$ (остаточная ширина $\Gamma = 29 \text{ МГц}$ при $N \rightarrow 0$ примерно равна $(\gamma_r + \Delta\nu_D \sin\theta)^6$). Возможная ошибка до 10% в основном обусловлена неточностью определения N вблизи окна кюветы. Сравним полученное значение k с другими экспериментальными результатами. Для крыльев D_2 -линии цезия в⁴ было получено соотношение $k f = 1,08 \cdot 10^{-7} \text{ Гц} \cdot \text{см}^{-3}$. Используя значения $f = 0,81$, имеем $k = 1,34 \cdot 10^{-7} \text{ Гц} \cdot \text{см}^{-3}$. Отношение константы уширения в центре D_2 -линии, полученное впервые в настоящей работе, к константе уширения в крыльях, полученной в⁴, близко к теоретическому соотношению ударного и квазистатического уширений для D_2 -линий щелочных металлов, $1,86 / 2,15 = 0,87^3$.

В заключение отметим, что желательно более детальное теоретическое обоснование предлагаемого метода, поскольку использованная теория СЗО⁵ построена на основе довольно упрощенной модели явления, в которой столкновительное уширение вводится феноменологически.

Авторы благодарят В.А. Алексеева, А.П. Казанцева и Е.А. Юкова за полезные обсуждения.

Литература

1. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Воздушение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука., 1979.
2. Wende B. Spectral line shapes, Berlin – New-York, 1981.
3. Вдовин Ю.А., Добродеев Н.Н. ЖЭТФ, 1968, 55, 1047.
4. Chen C.L., Phelps A.V. Phys. Rev., 1968, 173, 62.
5. Schuurmans M.F.H. J.Physique, 1976, 37, 469.
6. Woerdman J.P., Schuurmans M.F.H. Optics Comm., 1975, 14, 248.
7. Burgmans A.L., Woerdman J.P., J. Physique, 1976, 37, 677.
8. Саутенков В.А., Величанский В.Л. и др. Квантовая электроника, 1981, 8, 1867.
9. Саутенков В.А., Величанский В.Л. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1982, №2, 13.
10. Зибров А.С. Акульшин А.М. и др. Квантовая электроника, 1982, 9, 804.