

УШИРЕНИЕ ЛИНИИ 6328 Å НЕОНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СКОРОСТЯХ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Е. Н. Котликов и В. И. Токарев

Описывается эксперимент по исследованию уширения линии 6328 Å неона столкновениями с атомами гелия и неона в зависимости от скорости сталкивающихся частиц. Ширины линий определялись по резонансам насыщения во флюоресценции с рабочего уровня генерации 6328 Å при магнитном сканировании поглощающей линии. По результатам эксперимента получена оценка потенциала взаимодействия сталкивающихся частиц.

Для нерезонансного взаимодействия сталкивающихся атомов характерна зависимость уширения линии от их относительной скорости. Эта зависимость представляет большой интерес, так как позволяет определить тип взаимодействия сталкивающихся атомов [1]. В нашей работе описывается эксперимент по исследованию уширения линии 6328 Å неона (переход $3s_2-2p_4$) столкновениями с атомами неона и гелия в зависимости от скорости сталкивающихся частиц. Ширины линий определялись по резонансам насыщения во флюоресценции с рабочего уровня генерации 6328 Å неона при магнитном сканировании поглощающей линии [2].

Процесс образования резонансов насыщения в спонтанном излучении при магнитном сканировании рассмотрен в [2, 3]. Ансамбль атомов взаимодействует со стоячей плоскополяризованной лазерной волной на частоте $\omega_{ген}$, причем $\Gamma_{ab} < |\omega_{ген} - \omega_0| < \Delta\nu_{доп}$, где $\Delta\nu_{доп}$ — доплеровская ширина линии перехода, Γ_{ab} — однородная ширина линии, ω_0 — центр линии перехода. На ансамбль атомов накладывается магнитное поле H перпендикулярно вектору поляризации лазерного излучения E . Ось квантования z направлена вдоль магнитного поля H . В этом случае взаимодействие лазерного излучения с ансамблем атомов осуществляется σ_+ и σ_- переходами. При раздвижении зеемановских компонент линии поглощения в области нулевых магнитных полей, а также при наложении магнитного поля, соответствующего раздвижению зеемановских компонент на величину $\Delta\omega = \omega_{ген} - \omega_0$, во флюоресценции с рабочих уровней генерации наблюдаются резонансы насыщения [2, 3]. Ширины этих резонансов определяются однородной шириной линии перехода. Наряду с этими резонансами при наложении слабых магнитных полей во флюоресценции наблюдаются также интерференционные сигналы (сигналы пересечения уровней [4]), ширина которых определяется временем релаксации когерентности уровня, с которого наблюдается флюоресценция.

Нами проводился расчет формы сигналов насыщенного поглощения методом возмущения по полю [5]. Атомные характеристики среды описываются четными порядками теории возмущений. Заселенность уровня в отсутствие лазерного поля описывается нулевым порядком теории возмущений. Линейный отклик среды дается вторым порядком теории возмущений и описывает интерференционные сигналы пересечения уровней и зависимость интенсивности флюоресценции, обусловленную раздвижением доплеровского контура линии поглощения магнитным полем («подложку» [2, 3]). Резонансы насыщения во флюоресценции описываются четвертым и более высокими порядками. В четвертом порядке теории возмущений резонансы заселенности, обусловленные переналожением «беннетовских провалов», имеют вид

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(v) dv}{[\Gamma_{ab} + i(\Delta\omega + \Delta\Gamma_{сдв} - \Omega) - ikv_z][\Gamma_{ab} + i(\Delta\omega + \Delta\Gamma_{сдв} - \Omega) + ikv_z]} +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(v) dv}{[\Gamma_{ab} + i(\Delta\omega + \Delta\Gamma_{сдв} - \Omega) - ikv_z][\Gamma_{ab} - i(\Delta\omega + \Delta\Gamma_{сдв} + \Omega) + ikv_z]}, \quad (1)$$

где $W(v)$ — максвелловская функция распределения атомов по скоростям, v — полная скорость атома, v_z — проекция скорости атомов на направление распространения лазерного излучения, k — волновое число, $\Omega = \mu_0 g H$ — зема-

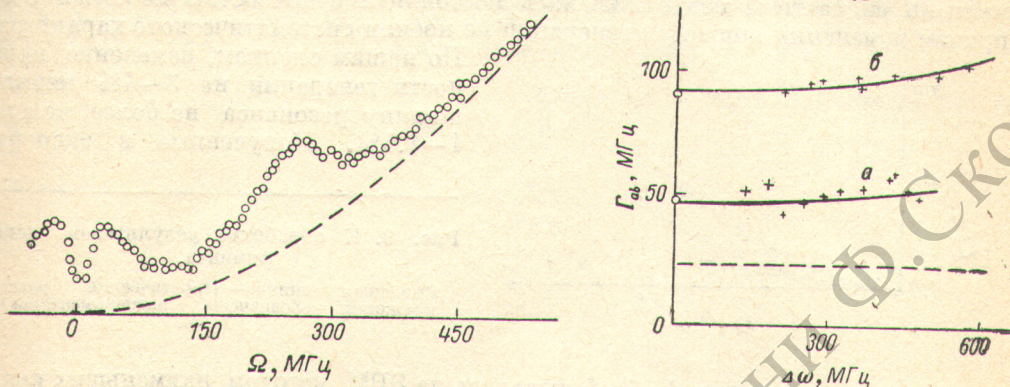


Рис. 1. Экспериментальная запись сигнала магнитного сканирования.

Рис. 2. Зависимость ширин резонансов от расстройки частоты генерации.

a — давление 0,40 Тор, b — давление 1,1 Тор.

новское расщепление линии, μ_0 — магнетон Бора, g — множитель Ланде рабочих уровней генерации, который предполагается одинаковым для них. Скорость релаксаций Γ_{ab} имеет вид

$$\Gamma_{ab} = (\Gamma_a + \Gamma_b)/2 + \Gamma_{ст} + i\Delta\Gamma_{сдв}, \quad (2)$$

где Γ_a и Γ_b — радиационные ширины уровней генерации, $\Gamma_{ст}$ — уширение линии столкновениями, которое предполагается зависящим от скорости сталкивающихся частиц, $\Gamma_{сдв}$ — сдвиг линии столкновениями, который также может зависеть от скорости атомов.

Первое слагаемое в (1) описывает резонансы заселенности, которые обусловлены взаимодействием атомов со стоячей лазерной волной. Проекция скорости таких атомов удовлетворяет условию $|kv_z| \leq \Gamma_{ab}$. Второе слагаемое в (1) описывает резонансы заселенности, обусловленные взаимодействием атомов с бегущими электромагнитными волнами. Проекция скорости этих атомов удовлетворяет условию $|kv_z| - |\Delta\omega + i\Delta\Gamma_{сдв}| \leq \Gamma_{ab}$.

Варьируя $\Delta\omega$, можно получить резонансы насыщения от атомов, проекция скорости которых на ось z равна нулю и $\Delta\omega + \Gamma_{сдв}$. Таким образом, исследуя резонансы типа (1), можно определить зависимость однородной ширины перехода, а также и уровней от скорости сталкивающихся частиц.

Эксперимент проводился следующим образом. Ячейка с смесью неона и гелия в соотношении 1 : 5 помещалась внутрь резонатора одночастотного перестраиваемого лазера. В ячейке, на которую накладывалось аксиальное магнитное поле, поддерживался непрерывный разряд. Наблюдались зависимости интенсивности спонтанного излучения от магнитного поля на линии 6678 Å (переход $3s_2 - 1s_2$) неона как функции давления смеси внутри ячейки и расстройки частоты лазерного излучения относительно центра линии поглощения. Подробно экспериментальная установка описана в [2].

На рис. 1 представлена экспериментальная запись сигнала. В соответствии с изложенной моделью на фоне широкого доплеровского контура линии поглощения наблюдаются три резонанса. Два центральных и один боковой. Центр

бокового резонанса дает величину расстройки $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{\text{ген}}$. Ширины бокового и широкого центрального резонансов определяются однородной шириной линии и уширением столкновениями с атомами, проекция скорости которых на ось z равна соответственно нулю и $|\omega_{\text{ген}} - \omega_0|/k$. Ширина узкого центрального резонанса в первом приближении определяется постоянной релаксации выстраивания Γ (2).

В эксперименте снимались серии кривых типа рис. 1 при давлениях смеси неон—гелий 0.35 и 1.1 Тор как функции расстройки частоты лазерного излучения. Расстройка частоты генерации относительно центра линии поглощения $\omega_{\text{ген}} - \omega_0$ менялась в пределах от 200 до 600 МГц. Мощность генерации при изменении ее частоты поддерживалась постоянной с точностью не хуже 3%, причем изменения мощности генерации не носили систематического характера.

По нашим оценкам, изменение мощности генерации на 3—4% меняло ширину резонанса не более, чем на 1—1.5%. Полученные в экспери-

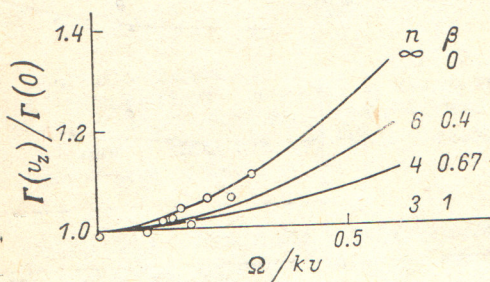


Рис. 3. К обработке результатов эксперимента.

Сплошная линия — теоретический расчет, обозначены экспериментальные данные.

менте кривые типа рис. 1 обрабатывались на ЭВМ методом наименьших квадратов с целью получения информации об однородной ширине линии перехода и положения линии генерации относительно центра линии перехода.

На рис. 2 представлены результаты измерения зависимости ширины резонансов насыщенного поглощения как функции расстройки $\Delta\omega$. Крестиками отмечены результаты, полученные из обработки центральных резонансов, кружком отмечены результаты, полученные из обработки боковых резонансов. Кривая *a* соответствует давлению 0.40 Тор, кривая *b* — 1.1 Тор. Штриховая прямая соответствует радиационной ширине линии перехода $\Gamma_{ab \text{ рад}} = (\Gamma_a + \Gamma_b)/2$ и уширению лазерным полем, которое в нашем эксперименте было около 7—8 МГц на полуширине. Вклад столкновений в ширину резонанса, который определяется в основном столкновениями с атомами гелия, определяется как $\Gamma_{\text{ст}} = \Gamma_{ab} - \Gamma_{ab \text{ рад}}$. При давлении 0.40 Тор, когда вклад столкновений в ширину резонанса мал, зависимость $\Gamma_{\text{ст}}$ от v_z в пределах погрешности измерений отсутствует. Для давления $P=1.1$ Тор эта зависимость носит четко выраженный характер.

Расчет формы резонансов насыщенного поглощения проводился в работе [6]. В этой работе потенциал взаимодействия задавался в виде $u = C_n/r^n$, где n варьировалось от 3 (в этом случае $\Gamma_{\text{ст}}$ не зависело от скорости сталкивающихся частиц) до ∞ (модель абсолютно упругих шаров). Расчет показал, что во всех случаях с точностью до 1—3% форма резонанса насыщения остается лоренцевской, а его ширина растет с ростом расстройки $\Delta\omega$ при $n > 3$.

Обработка полученных экспериментальных результатов проводилась по методике, изложенной в [6]. На рис. 3 представлены рассчитанные зависимости $\Gamma_{\text{ст}}(v_z)/\Gamma_{\text{ст}}(v_z=0)$ как функции расстройки частоты в единицах ширины доплеровского контура kv при различных потенциалах взаимодействия n . Кружками обозначены экспериментальные данные. Полученный нами результат соответствует спадающему с ростом относительной скорости сечению уширения $\sigma(v) = \sigma_0 v^{-\beta}$ при $0 \leq \beta \leq 0.4$. Для дефазирующих соударений это соответствует потенциалу $n \geq 6$.

В литературе отсутствуют эксперименты по исследованию зависимости ширины резонансов насыщения от расстройки для неона. В [1] проведен анализ данных по уширению линий неона 6328 Å, полученных в различных экспериментах различными методами [7, 8]. Данные по уширению линии 6328 Å столкновениями с неонами, полученные для точек на центре, на полувисоте и на крыльях

линии поглощения равны соответственно 24 ± 2 , 30 ± 5 и 44 ± 5 МГц, что соответствует модели [6] с $n \rightarrow \infty$.

В заключение авторы выражают благодарность Э. И. Иванову и М. П. Чайке за полезные научные дискуссии и обсуждение результатов эксперимента.

Литература

- [1] В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. «Наука», М., 1975.
- [2] Е. Н. Котликов, В. И. Токарев. Опт. и спектр., 47, 27, 1979.
- [3] Е. Н. Котликов, В. И. Токарев. Опт. и спектр., 49, 890, 1980.
- [4] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. ЛГУ, Л., 1975.
- [5] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. Опт. и спектр., 20, 472, 1966.
- [6] Э. И. Иванов, И. Р. Крылов, Ю. М. Савельев. Опт. и спектр., 52, 340, 1982.
- [7] E. A. Ballik. Appl. Opt., 5, 170, 1966.
- [8] J. T. Davies, J. M. Vaughan. Astrophys. J., 137, 1302, 1963.

Поступило в Редакцию 4 октября 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины