

Учет обратного рассеяния приводит к дополнительной разнообразности встречных волн ($\Delta\alpha \rightarrow \Delta\alpha'$), величина и знак которой зависят от разности фаз рассеянных волн.

Экспериментальное исследование зависимости I_- и Ω_- от расстройки μ проводилось на кольцевом He—Ne лазере на переходе $3s_2-2p_4$ неона (чистота изотопа 99.85%, параметры прибора такие, как в [6]). Длина резонатора сканировалась с частотой $0.1-0.01$ с $^{-1}$ и зависимости (8) синхронно наблюдались на двухлучевом осциллокопе. Отметим следующие результаты.

1. Ширины контуров зависимостей (8) практически не зависели от вводимых потерь, от усиления в кювете и от расщепления встречных волн ($\Omega_{\text{завх.}} < \Omega_p < 30$ кГц) и составили $\delta\omega \approx 10$ МГц ($\gamma_{ab} = 126$ МГц); на этом основании рассчитано $c \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

2. Амплитуды зависимостей I_- и Ω_- , сохраняя между собой примерную пропорциональность, очень медленно (с периодом $\approx 10^3$ с) изменялись в широких пределах (в частности, мог изменяться и их знак). В процессе такого изменения, пока выполнялось $|\Delta\alpha| > c\alpha/(1+\varphi)$, т. е. $J < I$, существовал режим встречных волн во всей окрестности центра линии изотопа, причем не обнаружена область неустойчивости режима встречных волн, предсказанная в [1]. При дальнейшем увеличении $|\Delta\alpha| > c\alpha/(1+\varphi)$ происходило ограничение лоренцового контура на уровне $J=I$, т. е. появлялась область несуществования двухволнового режима (область однонаправленной генерации); при этом $|\Delta\alpha|/\alpha \geq c/(1+\varphi) \approx 3 \cdot 10^{-3}$ ($\varphi \approx 0.48$, $\alpha < 0.1$). Амплитуда лоренцового контура и соответственно ширина одноволновой области сильно возрастали при уменьшении расщепления встречных волн; на этом основании медленные эволюции I_- и Ω_- связываются с влиянием обратного рассеяния (медленный дрейф фазы обратного рассеяния волн внутри резонатора).

В работе [6] было показано, что обусловленные пленением излучения постоянные по расстройке поправки к коэффициентам самонасыщения и кросснасыщения волн совпадают ($c_1=0$). Обусловленные конечной доплеровской шириной линии изотопа ($\gamma_{ab}/k\nu \neq 0$) поправки к этим коэффициентам дают величину [1]: $c_2 = -(\gamma/k\nu)^2 \approx -1 \cdot 10^{-3}$; при этом $-1 < x < 0$, что, как видно из рисунка, не удовлетворяет устойчивому двухволновому режиму. Учет в поляризации членов 5-го порядка по полю обеспечивает в нашем приборе $c_3 = (3/2) \Theta_i \alpha \approx 5 \cdot 10^{-2}$ α , удовлетворяющее по знаку; однако линейная зависимость от превышения в $\delta\omega$ не соответствует экспериментальным данным. Наконец, отсутствие заметной зависимости $\delta\omega$ от расщепления встречных волн исключает, по-видимому, вклад обратного рассеяния ($c_4=0$). Из результатов работы [7] можно оценить разность интенсивностей встречных волн, обусловленную отклонением их поляризации от линейной. Требуемая для объяснения величины $c_5 = c - c_2$ разность эллиптичностей встречных $\Delta\delta \approx 5 \cdot 10^{-2}$.

Автор благодарит Э. Е. Фрадкина за полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] С. Г. Зейгер, Ю. Л. Климентович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларионов, Э. Е. Фрадкин. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. «Наука», М., 1974.
- [2] М. И. Дьяконов, В. И. Черель. ЖЭТФ, 58, 1090, 1970.
- [3] И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 28, 357, 1970.
- [4] F. Aronowitz. Appl. Opt., 11, 2146, 1972.
- [5] Г. А. Строковский, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 45, 1022, 1978.
- [6] А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин. Квант. электрон., 5, 502, 1978.
- [7] В. А. Зборовский, Е. А. Тиунов, Э. Е. Фрадкин. Изв. вузов, радиопизика, 21, № 6, 1978.

Поступило в Редакцию 10 июля 1978 г.

УДК 539.184.26 : 546.683

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ Ti^{205} И ВОЗМУЩЕНИЕ О—О-ПЕРЕХОДА ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

Е. Б. Александров, В. И. Попов и Н. Н. Якобсон

Оптическая накачка подуровней сверхтонкой структуры (СТС) основного состояния щелочных металлов применяется с 1958 г. для прецизионной спектроскопии магнитных дипольных переходов в СТС и в интересах техники стабилизации частоты [1]. В настоящей работе сообщается о первом опыте оптической накачки СТС основного состояния $6^2P_{1/2}$ таллия и о воздействии на частоту перехода $F=0-F'=1$, $m_F=0$ (0—0—

переход) столкновений таллия с атомами инертных газов. Эти данные представляют интерес прежде всего для теории межатомных взаимодействий в сопоставлении с данными по щелочным атомам, от которых атом таллия резко отличается наличием орбитального момента электронной оболочки.

Возможность оптической накачки СТС таллия обрисовалась после работы [2], в которой было измерено сечение σ_m релаксации намагниченности таллия в инертных газах, оказавшееся аномально малым — порядка 10^{-18} см². Можно было ожидать, что и сечения $\sigma_{СТС}$ релаксации населенностей СТС также окажутся достаточно малыми для осуществления сверхтонкой накачки.

Сферическая кварцевая кювета диаметром 45 мм, подсоединенная к вакуумной системе и содержащая пары таллия, насыщенные при 430° С, облучалась резонансным светом 3776 Å безэлектродной лампы с парами TlCl. Линия 3776 Å обладала хорошо разрешенной СТС с компонентами существенно различной интенсивности, что необходимо для создания разности населенностей подуровней СТС атомов таллия в рабочей кювете. Пропедавший сквозь кювету свет регистрировался фотоэлементом. Кювета находилась

в земном магнитном поле и облучалась через рупор микроволновым излучением 21.3108 ГГц от клистронного генератора Г4-90. Частота клистрона стабилизировалась схемой фазовой автоподстройки (ФАП) по кварцевому генератору, обеспечивавшему стабильность 10^{-10} за время измерения

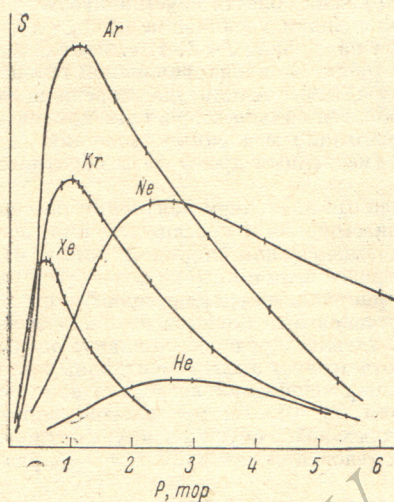


Рис. 1. Зависимость интенсивности сигнала 0—0-резонанса таллия в функции от давления инертных газов.

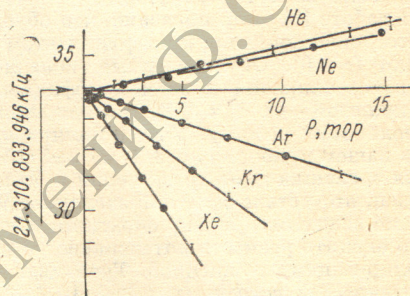


Рис. 2. Зависимость частоты 0—0-перехода таллия от давления инертных газов.

ний. Схема ФАП допускала перестройку выходной частоты с помощью интерполяционного генератора и фазовую модуляцию на звуковой частоте Ω . Сигнал СВЧ резонанса регистрировался по появлению в фототоке фотоэлемента модуляции на частоте Ω .

В экспериментах определялась частота 0—0-перехода в функции от давления и рода инертного газа и положение по давлению газа максимума сигнала резонанса. При известных коэффициентах диффузии атомов таллия в инертных газах [2, 3] положение максимума позволяет оценить сечение релаксации населенностей сверхтонких подуровней. Действительно, максимальный сигнал соответствует максимальному времени жизни атома таллия на определенном сверхтонком подуровне, что достигается при равенстве скоростей объемной релаксации на атомах буферного газа и релаксации на стенках кюветы, ограниченной диффузией. Сечение определялось по формуле

$$\sigma_{СТС} = \frac{1}{\tau_d N_0 \bar{v}},$$

Удельный сдвиг частоты 0—0-перехода таллия и сечение $\sigma_{СТС}$ для различных инертных газов

	Инертный газ				
	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$\sigma_{СТС}, 10^{-20}$ см ²	19 ± 2	11 ± 1	34 ± 5	44 ± 6	140 ± 20
$\frac{\partial f_{00}}{\partial P},$ Гц/тор	130 ± 30	120 ± 10	—220 ± 10	—490 ± 20	—1000 ± 80

где τ_d — диффузионное время релаксации, N_0 — концентрация атомов инертного газа в максимуме сигнала и $\bar{v}$ — средняя относительная скорость атомов таллия и инертного газа. τ_d вычислялось по формуле для первой диффузионной моды шара с коэффициентами диффузии из работ [2, 3].

Для всех инертных газов был обнаружен достаточно мощный сигнал СВЧ резонанса с отношением сигнал/шум порядка 10^2 — 10^3 при времени синхронного детектирования 1 с. Зависимости величины сигнала от давления для разных газов представлены на рис. 1. Результаты измерения сдвигов частоты 0—0-перехода приведены на рис. 2. В таблице сведены средние значения частотных сдвигов и сечения $\sigma_{\text{СТС}}$. Приведенные значения сечений могут содержать общую для всех измерений систематическую погрешность, оцениваемую в 30%.

Литература

- [1] W. Harper. Rev. Mod. Phys., 44, 169, 1972.
- [2] M. M. Gibbs, G. C. Churchill, T. R. Marshall, F. Rapp, F. A. Franz. Phys. Rev. Lett., 25, 263, 1970.
- [3] Е. Б. Александров, А. В. Баранов, В. Н. Кулясов. Опт. и спектр., 44, 1065, 1978.

Поступило в Редакцию 12 июля 1978 г.

УДК 535.373.2

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ТУШЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПО ОБМЕННОМУ МЕХАНИЗМУ

Н. М. Бажин, Б. И. Якобсон и А. И. Буриштейн

В данном сообщении рассмотрены зависимости квантовых выходов (η) и средних времен люминесценции (τ) молекул доноров от концентрации акцепторов (C_A) для случая обменного тушения.

Проведенный в работе [1] анализ численных результатов по изменению квантовых выходов люминесценции доноров в присутствии различных концентраций акцепторов показал, что в пренебрежении собственным объемом доноров и акцепторов в довольно широком диапазоне условий имеет место следующее приближенное соотношение:

$$\ln(\eta/\eta_0) = -\alpha_\eta C_A, \quad (1)$$

где η_0 — квантовый выход люминесценции доноров в отсутствие акцепторов. Это соотношение имеет место при изменении η в 20÷40 раз.

Интересно отметить, что из численных данных, опубликованных в [1], следует также приближенная зависимость величин τ/τ_0 от C_A

$$\tau/\tau_0 = 1 - \alpha_\tau C_A, \quad (2)$$

где τ_0 — среднее время жизни доноров в отсутствие акцепторов. Линейность τ/τ_0 сохраняется в интервале $0.5 \leq \tau/\tau_0 \leq 1$.

В настоящей работе обосновываются формулы (1) и (2), рассчитываются коэффициенты α_η и α_τ и их отношение α_η/α_τ , что позволяет предложить схему анализа экспериментальных данных более простую и удобную, чем в [1, 2].

Расчет величин α_η и α_τ .

Точные выражения для коэффициентов α_η и α_τ можно получить на основе работы [2], в которой в отличие от [1] проведен учет собственного объема, равного $(4/3)\pi R^3$, где R — сумма радиусов донора и акцептора.

Константу скорости переноса энергии запишем в виде [1, 2]

$$P(r) = P_0 \exp\left(-2\frac{r-R}{L}\right),$$

где r — расстояние между донором и акцептором; L — параметр, характеризующий затухание волновых функций донора и акцептора с увеличением расстояния; P_0 — константа скорости переноса энергии при минимальном сближении донора и акцептора.