

деленного из рис. 1б; близко к оценке [3]. Извлекаемая из опыта величина $\delta S_2^{\text{макс}}$ и разогрев ДДР²

$$\frac{\delta \beta_{SS}}{\beta_{SS}} = \frac{1}{2} \frac{\delta(\delta S_e)}{\delta S_e} = C$$

при определенном значении $H_2'' \rightarrow 0$ позволяет оценить $\beta_{SS}^{\text{макс}}/\beta_L$, достигаемое при заданной СВЧ накачке $(\beta_{SS}^{\text{макс}})^2/\beta_L^2 \approx \frac{\omega_0^2}{a\omega_{SS}^2} \frac{\delta S_e^{\text{макс}}}{2C}$. Для изученного образца при $H_1^2 \approx 1 \text{ Гс}^2$ получено значение $\beta_{SS}^{\text{макс}}/\beta_L \approx 20$, что несколько меньше величины, предсказываемой в [3].

Заметим, что разогрев ДДР при V_1 связан с огромной протяженностью крыльев спиновых пакетов, формирующих неоднородную линию ЭПР, от резонансной частоты $\sim 9 \text{ ГГц}$ до звуковых частот. Полученные данные позволяют экспериментально оценить предписываемое теорией [4] отклонение формы далеких крыльев $g(\Delta)$ при $\Delta \approx \omega_0$ от лорентцевого вида

$$\frac{g(\omega_0)_{\text{экс}}}{g(\omega_0)_{\text{лорентц}}} \approx \left[\frac{\delta S_e^{\text{макс}}}{\frac{\pi}{4} \gamma_1^2 H_2^2 \tau_1} \frac{[\beta_L^2]}{(\beta_{SS}^{\text{макс}})^2} \right] [\pi \tau_2 \omega_0^2] = 4\delta S_e^{\text{макс}} \frac{\tau_2}{\tau_1} \frac{(H_0^{\text{макс}})^2}{H_2^2} \frac{\beta_L^2}{(\beta_{SS}^{\text{макс}})^2} = 0.03.$$

Отметим в заключение, что высокочувствительный (при ОД) метод поперечной модуляции представляет особый интерес для изучения ДДР электронных спинов в предельно низких концентрациях, что важно для проблемы ДПЯ. В изученных кристаллах, например, оказалось, что ДПЯ объясняется другим механизмом, нежели контакт с ДДР, и значительно ниже (\sim на порядок) величины $\beta_{SS}^{\text{макс}}/\beta_L$, определенной вышеизложенным методом.

Л и т е р а т у р а

- [1] В. А. Ацаркин. Усп. физ. наук, 126, 3, 1978.
- [2] В. А. Ацаркин. ЖЭТФ, 64, 1087, 1973; В. А. Ацаркин, О. А. Рябушкин, В. А. Скиданов. ЖЭТФ, 72, 1118, 1977.
- [3] С. А. Казанский. ЖЭТФ, 80, 1469, 1981.
- [4] М. Гольдман. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, 155, 183, 306. «Мир», М., 1972.
- [5] Л. Л. Буишвили, М. Д. Звиададзе, Г. Р. Хуцишвили. ЖЭТФ, 56, 290, 1969.

Поступило в Редакцию 27 ноября 1981 г.

UDK 621.373 : 535+535-3

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ИЗМЕРЕНИЯ АБСОРБЦИИ МЕТОДОМ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

[В. С. Егоров и И. А. Чехонин]

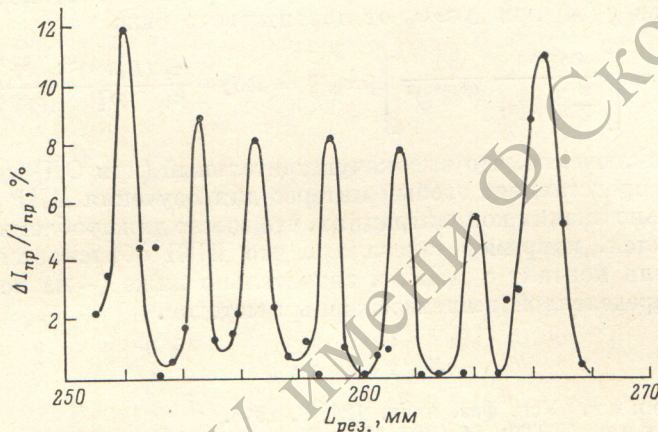
В настоящее время отсутствует полное понимание механизма формирования линейчатых спектров поглощения при внутриврезонаторной абсорбционной лазерной спектроскопии (ВРЛС) (см., например, дискуссию о возникновении эффекта «конденсации» спектра вблизи линии поглощения [1-3]). Мы хотели бы обратить внимание на детально не обсуждавшуюся ранее роль когерентных эффектов при ВРЛС и, в частности, на появление генерации в виде незатухающего 0- π -импульса, в результате чего может увеличиваться добротность резонатора вблизи линии поглощения.

² Из опыта с двумя независимыми полями H_2'' (здесь не описан).

К такому выводу приводят результаты нашего исследования спектров поглощения метастабильных атомов неона в плазме импульсного разряда [4]. Применялась двухчастотная модификация метода конкурирующих пучков [5]. Описание лазера на красителе приведено в [6]. Длительность импульса генерации 5 нс, ширина линии каждого из пучков 0.03 нм. Увеличение энергии пробного пучка измерялось фотоэлектрически с погрешностью 2–3%.

Появление поглощающих атомов внутри резонатора приводило к возникновению линии поглощения и значительному уширению спектра пучка, настроенного в резонанс с атомным переходом; усиливалась интенсивность пробного пучка.

Была получена осциллирующая зависимость относительного усиления пробного пучка $\Delta I_{пр}/I_{пр}$ от времени задержки $\tau_{зад}$ импульса лазера по отношению к моменту начала разряда. В то же время проведенные измерения концентраций поглощающих атомов N методом «полного» поглощения осциллирующей



Зависимость относительного усиления пробной волны от длины резонатора. $\lambda_0 = 585.2$ нм (переход $2p^53s^1P_1 - 2p^53p^1S_0$).

структуры не обнаруживают. На наш взгляд, это противоречие может быть объяснено существованием эффекта автомодуляции интенсивности генерации в резонаторе с частотой $\nu_{мод}$, зависящей от концентрации поглощающих атомов, и необходимостью выполнения условия синхронизма между периодом модуляции и характерным временем резонатора $2L_{рез}/c$

$$\nu_{мод} = K \frac{c}{2L_{рез}}, \quad (1)$$

где $L_{рез}$ — длина резонатора; K — целое число.

Вследствие соотношения (1) величина $\Delta I_{пр}/I_{пр}$ должна меняться периодически с изменением длины резонатора при неизменных условиях в поглощающей ячейке. Такая зависимость действительно наблюдалась (см. рисунок).

Одним из механизмов появления автомодуляции может явиться возникновение незатухающего $0-\pi$ -импульса. Последний является одним из решений уравнений Максвелла—Блоха при когерентном взаимодействии электромагнитного поля с резонансно поглощающей средой в отсутствии потерь ($T_1 = T_2 = \infty$) [7, 8] и ранее экспериментально не наблюдавшийся. В приближении слабой нелинейности ($N \approx \text{const}$) решение для напряженности поля имеет простой вид

$$E = E_0 \cos \omega_{кооп} t \cdot \cos \omega_0 t, \quad (2)$$

где $\omega_{кооп}$ — кооперативная частота, равная $\sqrt{2\pi \omega_0 \mu_{12}^2 N / \hbar}$; ω_0 — резонансная частота перехода; μ_{12} — электрический дипольный момент перехода.

Видно, что вся энергия $0-\pi$ -импульса сосредоточивается на частотах $\omega_0 \pm \omega_{кооп}$. В реальных условиях ($T_1, T_2 \neq \infty$) $0-\pi$ -импульс затухает. Однако в резонаторе лазера на красителе потери могут быть скомпенсированы усиле-

нием в активной среде. Для этого усиление на частотах $\omega_0 \pm \omega_{\text{кооп}}$ не должно быть меньше, чем $\approx 2/cT_2$. С другой стороны, для возникновения автомодуляции интенсивности генерации лазера на частоте ω_0 необходимо, чтобы

$$\frac{2\pi\mu_{12}^2\omega_0 N}{\hbar} > \frac{1}{4T_2^2} \quad (3)$$

Таким образом, незатухающий 0— π -импульс может существовать при определенной концентрации N поглощающих атомов и определенном уровне накачки активной среды.

Своеобразная перекачка энергии генерации на частоты $\omega_0 \pm \omega_{\text{кооп}}$ эквивалентна увеличению добротности резонатора для указанных частот, что и может явиться причиной «конденсации» спектра генерации лазера на красителе с резонансно поглощающей ячейкой внутри резонатора вблизи линии поглощения.

Результаты измерений, представленных на рисунке, могут быть использованы для оценки частоты пульсаций интенсивности генерации внутри резонатора и соответственно концентрации поглощающих атомов. Действительно, нетрудно видеть, что

$$2\pi\nu_{\text{мод}} = 2\omega_{\text{кооп}} = \frac{c}{\Delta L_{\text{рез}}}, \quad (4)$$

где $\Delta L_{\text{рез}}$ — пространственный период кривой на рисунке, б. Полученные данные неплохо совпадали с результатами соответствующих измерений по методу «крюков» [4].

Л и т е р а т у р а

- [1] Ya. I. Khanin, A. G. Kagan, V. P. Novikov, M. A. Novikov, I. N. Polushnik, A. I. Sheherbakov. *Opt. Commun.*, 32, 456, 1980.
- [2] А. Н. Рубинов, М. В. Белоконов, А. В. Адамуско. *Квант. электрон.*, 6, 723, 1979.
- [3] Y. N. Meyer. *Opt. Commun.*, 30, 75, 1979.
- [4] А. М. Шухтин, В. С. Егоров. *Вестн. ЛГУ*, № 16, 1959.
- [5] С. А. Батище, В. А. Мостовников, А. Н. Рубинов. *Квант. электрон.*, 3, 2626, 1976.
- [6] В. С. Егоров, И. А. Чехонин. Тез. докл. на Всесоюз. конф. «Оптика лазеров», Л., 1980.
- [7] F. T. Arecchi, V. De Giorgio, S. C. Smeda. *Phys. Lett.*, 27, 588, 1968.
- [8] M. D. Crisp. *Phys. Rev. Lett.*, 22, 820, 1969.

Поступило в Редакцию 3 декабря 1981 г.