

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 535.2

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИЙ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ ПО СКОРОСТЯМ
С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Л. А. Нефедьев

Исследование газов с помощью оптических переходных процессов, таких как световое эхо (СЭ) [1], стимулированное световое эхо (ССЭ) [2], «трехуровневое» эхо [3], дает возможность получать дополнительную информацию о параметрах, характеризующих газовую среду, по сравнению с информацией, получаемой методами стационарной спектроскопии. Перечисленные методы когерентной динамической спектроскопии основаны на изучении откликов газовой системы на многоимпульсное возбуждение короткими лазерными импульсами, разнесенными во времени. Однако отклики газовой системы на импульсное возбуждение будут наблюдаться и в том случае, если лазерные импульсы разнесены одновременно и во времени, и в пространстве. Такой способ возбуждения также может дать возможность получения дополнительной информации о газовой среде и прежде всего непосредственного определения функций распределения частиц по скоростям. Это имеет практическое значение при исследовании нелинейного взаимодействия электромагнитного излучения с движущимися атомами, приводящего к неравновесному распределению атомов по скоростям [4]. Кроме того, вид функции распределения частиц по скоростям зависит от внешних воздействий на газовую среду [4] и, следовательно, анализ вида функции распределения дает возможность регистрации, в принципе, внешнего воздействия любой физической природы.

Введем лабораторную систему координат x, y, z , и пусть лазерные импульсы длительностью Δt_η (η — номер импульса) с волновыми векторами \mathbf{k}_η воздействуют на газовую среду в моменты времени t_η . При этом будем считать, что все векторы \mathbf{k}_η лежат в плоскости xoy и параллельны оси y . Пространственную форму импульсов для простоты будем считать прямоугольной со сторонами Δx_η и Δz_η , а расстояние между η -м и $\eta+1$ -м импульсами обозначим $x_{\eta\eta+1}$. Далее будем предполагать выполненными следующие неравенства:

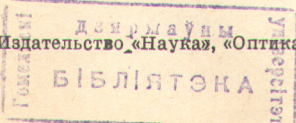
$$\Delta x_\eta \ll \Delta z_\eta; \Delta x_\eta \ll x_{\eta\eta+1}; \Delta t_\eta \ll t_{\eta+1} - t_\eta \quad (1)$$

Оценим теперь величины $x_{\eta\eta+1}$. Средние времена необратимой поперечной релаксации в газах при небольших давлениях $T_2 \sim 10^{-8}$ с, а средняя тепловая скорость движения частиц $\bar{v} \sim 10^5$ см/с. Поэтому для того, чтобы отклик типа эхо наблюдался, необходимо выполнение неравенства

$$t_{\eta+1} - t_\eta < 10^{-8} \text{ с}, \quad (2)$$

или

$$x_{\eta\eta+1} < 10^{-3} \text{ см}, \quad (3)$$



а это означает, что пространственное разнесение импульсов в случае наблюдения СЭ можно осуществить лишь при использовании специальных диафрагм или возбуждения газа с более длинными временами релаксации. С другой стороны, трехимпульсное лазерное возбуждение может быть свободно от указанного недостатка, так как зависимость интенсивности ССЭ от времени подачи третьего импульса обусловлена временем продольной релаксации T_1 , которое обычно $\gg T_2$. Например, при $T_1 \sim 10^{-5}$ с величина x_{T_1+1} может уже достигать значения ~ 1 см. Практически в этом случае можно выбрать $x_{12} \approx 0$, а

$$t_2 - t_1 \ll t_3 - t_2. \quad (4)$$

Можно показать [5, 6], что интенсивность ССЭ при возбуждении импульсами одинаковой поляризации пропорциональна N^2 , где N — разность заселенностей соответствующих зеемановских подуровней до падения на среду первого возбуждающего импульса. В рассматриваемом случае под N надо понимать число частиц (с соответствующей разностью заселенностей), которые подверглись возбуждению всеми тремя импульсами

$$N \sim nf(v_x), \quad (5)$$

где n — число частиц, возбужденных первым импульсом, $f(v_x)$ — функция распределения x -компоненты скорости частиц. При выполнении неравенств (1) и (4) x -компонента скорости частиц, подвергшихся воздействию третьего импульса, будет

$$v_x = x_{13} (t_2 - t_1)^{-1}. \quad (6)$$

Таким образом, интенсивность отклика ССЭ запишется в виде

$$I \sim n^2 f^2 \left(\frac{x_{13}}{t_3 - t_1} \right), \quad (7)$$

и, варьируя или время подачи третьего импульса t_3 , или x_{13} , можно определить по изменению интенсивности ССЭ вид функции f .

Используя аналогичный метод наблюдения откликов в случае трехуровневого эхо [3], можно экспериментально наблюдать модуляцию интенсивности откликов, обусловленную зависимостью заселенности уровней от скорости частиц. В этом случае

$$I \sim n^2 f^2 \left(\frac{x_{13}}{t_3 - t_1} \right) \cos^2(k_2 v (t_3 - t_2)), \quad (8)$$

или

$$I \sim n^2 f^2 \left(\frac{x_{13}}{t_3 - t_1} \right) \langle \cos(k_{2x} x_{13} + k_{2y} v_y (t_3 - t_2)) \rangle^2, \quad (9)$$

где усреднение проводится по v_y , а k_{2x} и k_{2y} — проекции вектора \mathbf{k}_2 на оси x и y соответственно. Таким образом, модуляция интенсивности ССЭ будет наблюдаться только при варьировании x_{13} .

При возбуждении газа импульсами, имеющими частотный спектр уже неоднородно уширенной линии, возможно выделение частиц с определенной проекцией v_y (с небольшим разбросом значений v_y). А так как описанный метод позволяет выделять частицы с определенной проекцией v_x , то, следовательно, возможно выделение и исследование частиц с определенной проекцией скорости в плоскости xoy .

Литература

- [1] Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы, гл. 9. «Мир», М., 1978.
- [2] С. М. Захаров, Э. А. Маныкин, Э. В. Онищенко. ЖЭТФ, 59, 1307, 1970.
- [3] A. Flusberg, R. Kachru, T. Mossberg, S. R. Hartmann. Phys. Rev. A., 19, № 4, 1607, 1979.

- [4] С. Г. Раутман, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. «Наука», 1979.
 [5] Л. А. Нефедьев, А. И. Сиразиев. В сб.: Световое и звуковое сверхизлучение, 71. Казань, 1976.
 [6] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов. ЖЭТФ, 78, 2213, 1980.

Поступило в Редакцию 27 января 1981 г.

УДК 548.0 : 535

РЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ СКОРОСТИ АННИГИЛЯЦИИ ТРИПЛЕТНЫХ ЭКСИТОНОВ, ВЫЗВАННОЕ ВЫРОЖДЕНИЕМ СПИНОВЫХ УРОВНЕЙ КОНТАКТНОЙ ПАРЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

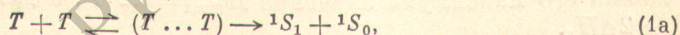
В. И. Лесин, Е. Н. Николаев и В. П. Сакун

Скорость аннигиляции триплетных экситонов для многих типов органических кристаллов зависит от напряженности магнитного поля [1]. Эти зависимости полностью описываются в рамках модели свободных триплетных экситонов, образующих промежуточный комплекс реакции ($T \dots T$) [2, 3].

Нами измерена зависимость константы скорости аннигиляции триплетных экситонов T в двухкомпонентных кристаллах пиромеллитовой N,N' -диметилдимида-антрацен (ПДМДИ-А) с известной структурой [4]. Для измерений была применена усовершенствованная стандартная методика [5], основанная на регистрации изменений константы скорости аннигиляции γ по изменению интенсивности замедленной флуоресценции, обусловленной радиационной гибелью 1S_1 (${}^1S_1 \rightarrow {}^1S_0 + h\nu$) синглетных экситонов, образующихся в процессе аннигиляции



или, согласно детальной схеме



в условиях стационарного возбуждения образца в полосе синглет-синглетного поглощения.

В условиях эксперимента регистрировалась полная флуоресценция Φ , содержащая быструю и замедленную компоненты. Сигнал флуоресценции с выхода регистрирующего вольтметра установки, подсоединенной через крейт КАМАК к ЭВМ СМ-3, подавался на вход аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Преобразованный в цифровую форму сигнал считывался с АЦП по команде от ЭВМ с частотой 4 Гц, что при выбранной скорости развертки магнитного поля соответствовало 1 точке на $5 \cdot 10^{-3} T$. Используемый при измерении режим накопления позволял получать усредненные по 10 проходам спектры $\Phi(H)/\Phi(0)$ с отношением сигнал — шум ≥ 20 в максимуме сигнала. Результирующий спектр преобразовывался посредством цифро-аналогового преобразователя в аналоговый сигнал и выводился на самописец.

Спектр $\Phi(H)/\Phi(0)$, приведенный на рисунке, представляет измеренную зависимость интенсивности флуоресценции Φ от напряженности магнитного поля H для ориентированного кристалла ПДМДИ-А (размер одного кристалла $2 \times 0.1 \times 0.1$ мм) при интенсивности освещения $I = 5 \times 10^{14}$ кв. см $^{-2}$ с $^{-1}$. Вектор H составлял с плоскостями молекул антрацена угол $0 \pm 5^\circ$. Спектр $\Phi(H)/\Phi(0)$ не изменяется при помещении об-