

К ИЗМЕРЕНИЮ ФУНКЦИИ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО ПОЛЯ

Л. Д. Зусман и А. И. Бурштейн

В настоящем сообщении получена формула, обобщающая ряд результатов модели [1]. Удобно исходить из уравнений (1, 3) работы [1] для S -матрицы атома в поле мощной частотномодулированной волны

$$\left. \begin{aligned} i \frac{d}{dt} S_{22} &= \omega'_{21} S_{22} + V_{23} \left[\exp \left(i \omega_0 t + i \int_0^t \delta \omega(t') dt' \right) \right] S_{32}, \\ i \frac{d}{dt} S_{32} &= \omega'_{32} S_{32} + V_{32} \left[\exp \left(-i \omega_0 t - i \int_0^t \delta \omega(t') dt' \right) \right] S_{22} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Обозначения здесь те же, что в [1].

Преобразованием $S^g_{32} = S_{32} \exp \left[-i \omega_0 t - i \int_0^t \delta \omega(t') dt' \right]$ переведем (1) в

$$\left. \begin{aligned} i \frac{d}{dt} S_{22} &= \omega'_{21} S_{22} + V_{23} S^g_{32}, \\ i \frac{d}{dt} S^g_{31} &= [\omega'_{32} - \omega_0 - \delta \omega(t)] S^g_{32} + V_{23} S_{22} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Без ограничения общности можно считать матричный элемент V_{23} действительным $V_{23} = V_{32} = |d_{23}| E_0 = V$. Если

$$\Delta^2 \tau_c^2 \ll 1, \quad (3)$$

где $\Delta = \sqrt{\overline{\delta \omega^2}}$, а τ_c — время корреляции частоты, то спектральная функция поля имеет лоренцов вид с шириной $\Gamma = \int_0^\infty \overline{\delta \omega(t) \delta \omega(0)} dt \sim \Delta^2 \tau_c$.

В этом случае форма штарковских компонент может быть найдена независимо от модели излучения. Для простоты ограничимся случаем, когда несущая частота поля ω_0 в точности совпадает с частотой перехода $\omega_0 = \omega_{32}$, а его ширина $\Gamma > \gamma_{21}, \gamma_{31}$; сюда же примыкают случаи достаточно сильных полей ($V \gg |\omega_{32} - \omega_0|$), ширины переходов γ_{21} и γ_{31} в дальнейшем пренебрегаются.

Перейдем в (2) к следующим переменным:

$$C_1 = \frac{S_{22} + S^g_{32}}{2}, \quad C_2 = \frac{S_{22} - S^g_{32}}{2}, \quad (4)$$

тогда уравнения (2) приобретут вид

$$\left. \begin{aligned} i \frac{dC_1}{dt} &= (\omega_{21} + V) C_1 + \frac{\delta \omega(t)}{2} C_1 - \frac{\delta \omega(t)}{2} C_2 \\ i \frac{dC_2}{dt} &= (\omega_{21} - V) C_2 + \frac{\delta \omega(t)}{2} C_2 - \frac{\delta \omega(t)}{2} C_1 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Видно, что уравнения (5) имеют вид уравнений для двухуровневой системы с энергиями уровней $\epsilon_{1,2} = \omega_{21} \pm V + \delta \omega(t)/2$ случайными функциями времени, и гамильтонианом взаимодействия между уровнями $r_{12} = -\delta \omega(t)/2$, также случайно зависящим от времени. Усредняя уравнения (5) стандартным способом [2], и применяя теорию возмущений по $\Delta^2 \tau_c^2 \ll 1$, получаем для $t \gg \tau_c$ и больших интенсивностей $V \gg \Gamma$

$$\left. \begin{aligned} i \frac{d}{dt} \bar{C}_1 &= (\omega_{21} + V) \bar{C}_1 - i \left\{ \frac{\Gamma}{4} + \frac{G(V)}{4} \right\} \bar{C}_1, \\ i \frac{d}{dt} \bar{C}_2 &= (\omega_{21} - V) \bar{C}_2 - i \left\{ \frac{\Gamma}{4} + \frac{G(V)}{4} \right\} \bar{C}_2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$G(V) = \int_0^{\infty} e^{2iVt} \overline{\delta\omega(t)} \delta\omega(0) dt. \quad (7)$$

Применяя формулу (1. 2) работы [1], получаем из (6), что спектр штарк-эффекта образован двумя симметричными, лоренцовыми по форме компонентами, отстоящими друг от друга на величину $2V$ (здесь мы пренебрегли небольшим сдвигом за счет флуктуаций частоты). Ширина каждой из компонент

$$\gamma = \frac{\Gamma}{4} + \frac{G(V)}{4}. \quad (8)$$

Первое слагаемое обусловлено флуктуирующей поправкой к энергиям квази-уровней, а второе — неадиабатической флуктуирующей поправкой $r_{12}(t)$. Из формул (7) и (8) видно, что, измеряя ширину штарковской компоненты, как функцию $V \sim \sqrt{Y}$, где Y — интенсивность поля, мы получаем спектр корреляционной функции флуктуаций частоты.

В частном случае, когда корреляционная функция имеет вид $\overline{\delta\omega(t)} \delta\omega(0) = \Delta^2 e^{-t/\tau_0}$ мы из (7) и (8) получаем формулу (3. 20) работы [1].

В заключение отметим, что поскольку спектральный состав падающего излучения содержит информацию о τ_c в виде произведения $\Gamma \sim \Delta^2 \tau_c$, измерения типа штарк-эффекта представляются единственным возможным для прямого измерения τ_c , а также функции корреляции частоты.

Литература

- [1] Л. Д. Зусман, А. И. Бурштейн. ЖЭТФ, 61, 976, 1971.
- [2] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», 1966.

Поступило в Редакцию 6 марта 1972 г.

УДК 535.376

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАСТВОРОВ ДИФЕНИЛПОЛИЕНОВ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В. И. Стеблин

Известна электролюминесценция (ЭЛ) растворов ароматических соединений в электрохимической ячейке, возникающая в результате взаимодействия продуктов, образованных при электролизе [1-4]. В настоящей работе сообщается об ЭЛ, характерной твердому состоянию вещества, возникающей при электрическом возбуждении растворов дифенилполиенов (ДФП) при температурах, близких к температуре затвердевания растворителя. Определены оптимальные условия проявления аномалии ЭЛ.

Обсуждаются причины резкого изменения электролюминесцентных свойств растворов. В опытах использованы растворы ДФП в диметилформамиде (ДФМ) с добавкой тетраэтиламмонийбромидом (ТЭАБ). ДФМ очищен методом фракционной дистилляции, ТЭАБ — рекристаллизацией из бидистиллированной воды. ДФП с общей формулой $\text{Ph}-(\text{CH}=\text{CH})_n-\text{Ph}$, где $n=2 \div 6$, очищались двукратной рекристаллизацией из предварительно очищенного ДФМ. Растворы заливались между двумя тонкопленочными платиновыми электродами, нанесенными на кварцевые подложки, и помещались в термостат, позволяющий охлаждать исследуемую ячейку до -65°C . При температурах, близких к температуре замерзания ДФМ, обнаружено аномальное увеличение удельного сопротивления раствора (ρ) при приложении электрического поля. Для удобства процесс увеличения ρ раствора мы будем называть формовкой, а сами растворы формованными. После того как ρ достигнет насыщения, необходимость в формующем поле отпадает. Наибольшая кратность изменения ρ получена при концентрации ДФП $8.2 \cdot 10^{-4}$ М/л и концентрации ТЭАБ $2 \cdot 10^{-4}$ М/л. До формовки ρ раствора