

- [1] P. H. Lee, M. L. Skolnik. IEEE J. Quant. Electron, QE-3, № 1, 609, 1967.
- [2] C. Meyer, P. Pinson, C. Rossetti, P. Rachewitz. Canad. J. Phys., 47, 2565, 1969.
- [3] Ю. Н. Громов, В. П. Тычинский, Н. Ш. Хайкин, В. П. Харьков. ПТЭ, № 3, 183, 1971.
- [4] M. A. Kovacs, G. W. Flinn, A. Javan. Appl. Phys. Lett., 8, 62, 1966.
- [5] А. Л. Микаэлян, А. Л. Коровицын, Л. В. Наумова, С. М. Арсеньева. Радиотехника и электроника, 14, 111, 1969.
- [6] G. W. Flinn, L. O. Kocker, A. Javan, M. A. Kovacs, C. K. Rhoades. IEEE J. Quant. Electron, QE-2, № 9, 378, 1966 (Перевод сб. «Газовые лазеры», ред. Н. Н. Соболев. Изд. «Мир», 1968).
- [7] P. K. Cheo. J. Appl. Phys., 38, 3563, 1967.
- [8] P. K. Cheo, R. L. Abrams. Appl. Phys. Lett., 14, 47, 1969.

Поступило в Редакцию 20 июня 1972 г.

УДК 539.184 : 548.0

О СПИНОВОЙ ПАМЯТИ Eu^{2+} В CaF_2

А. В. Комаров и С. М. Рябченко

Изучение магнитного циркулярного дихроизма люминесценции (МЦДЛ) Eu^{2+} в CaF_2 на линии 4130 Å [1] позволило установить, что возбужденное состояние $^4\text{G}_8$ характеризуется распределением населенностей между спиновыми подуровнями, соответствующим более высокой спиновой температуре T_S , чем температура решетки. Замечено также, что величина T_S в $^4\text{G}_8$ -состоянии изменяется при различных типах поляризации возбуждающего света $\lambda = 3650$ Å.

Полученные результаты согласуются с работой [2] по эффекту Зеемана люминесцентной линии 4130 Å, однако противоречат данным о времени T_1 спин-решеточной релаксации в $^4\text{G}_8$ -состоянии, приведенным в [3]. Согласно [3], спиновая температура $^4\text{G}_8$ -состояния должна практически соответствовать температуре решетки независимо от способа возбуждения, поскольку T_1 существенно меньше времени жизни возбужденного состояния.

Известно, что люминесцентная линия 4130 Å соответствует резонансному переходу $^4\text{G}_8 \leftrightarrow ^8\text{S}_{7/2}$, четко проявляющемуся в поглощении. Поэтому явления резонансного перепоглощения помешали провести более точные измерения T_S в работе [1].

В связи с этим нами проведены измерения МЦДЛ на широкой колебательной полосе $\lambda = 4200$ Å, соответствующей переходам с подуровней $^4\text{G}_8$ -состояния на колебательные подуровни основного состояния. Измерения проводились при $T = 1.7^\circ \text{K}$ в магнитных полях до 4000 э. Применялась методика, описанная в [1], с добавлением вращающейся фазовой пластинки в четверть длины волны. Сигнал на удвоенной частоте вращения пластинки, который измерялся регистрирующей системой, пропорционален при этом

$$\frac{I_{H \neq 0}^+ - I_{H \neq 0}^-}{I_{H=0}^+ + I_{H=0}^-} = \frac{\Delta I_{H \neq 0}^+ - \Delta I_{H \neq 0}^-}{I_{H=0}^+ + I_{H=0}^-} = \frac{\sum_{ij} W_{ij}^{\sigma+} [N'_{i(H \neq 0)} - N'_{i(H=0)}] - \sum_{ij} W_{ij}^{\sigma-} [N'_{i(H \neq 0)} - N'_{i(H=0)}]}{\sum_{ij} W_{ij}^{\sigma} N'_{i(H=0)}}, \quad (1)$$

где $\Delta I_{H \neq 0}^{\pm} = I_{H \neq 0}^{\pm} - I_{H=0}^{\pm}$ — изменение интенсивности $\sigma^{\pm}$ -поляризованной компоненты люминесценции $\lambda = 4200$ Å при увеличении магнитного поля от нуля до величины $H \neq 0$, W_{ij} — вероятности зеемановских переходов люминесценции $\lambda = 4200$ Å с i -го уровня $^4\text{G}_8$ -состояния на электронно-колебательный подуровень, образованный комбинацией колебания с j -м спиновым подуровнем $^8\text{S}_{7/2}$ -состояния, $N'_{i(H=0)}$ и $N'_{i(H \neq 0)}$ — населенности i -х магнитных подуровней $^4\text{G}_8$ -состояния при $H=0$ и $H \neq 0$ соответственно.

Учитывая полносимметричный характер данных колебаний, мы предположили, что вероятности переходов W_{ij} для зеемановских компонент электронно-колебательного перехода люминесценции пропорциональны соответствующим вероятностям для чисто электронного перехода, приведенным в [4]. Населенности вычислялись для разных значений T_S в $^4\text{G}_8$ -состоянии: $N'_{i(H \neq 0)} = e^{-E_i/kT_S} \sum_i N'_i / \sum_i e^{-E_i/kT_S}$. Значе-

ния E_i вычислялись с помощью спин-гамильтониана, найденного для $^4\Gamma_8$ -состояния в работе [5]. Естественно, предположение о больцмановском распределении населенностей в системе подуровней возбужденного состояния не является достаточно обоснованным. Поэтому, говоря о спиновой температуре возбужденного состояния, мы здесь, так же как и в [1], имеем в виду эффективную спиновую температуру, при которой расчетные различия в интенсивностях поляризованного по различным направлениям круга света люминесценции (сигнал МЦДЛ) соответствуют этим же различиям при реальном распределении населенностей. Проводя вычисления по формуле (1) для различных значений T_S , мы определяли эффективную спиновую температуру $^4\Gamma_8$ -состояния, сравнивая величину экспериментального сигнала МЦДЛ с расчетом.

На рис. 1 приведены зависимости сигнала МЦДЛ от величины магнитного поля ($H \parallel [100]$), полученные при различных способах возбуждения люминесценции. Кривая I

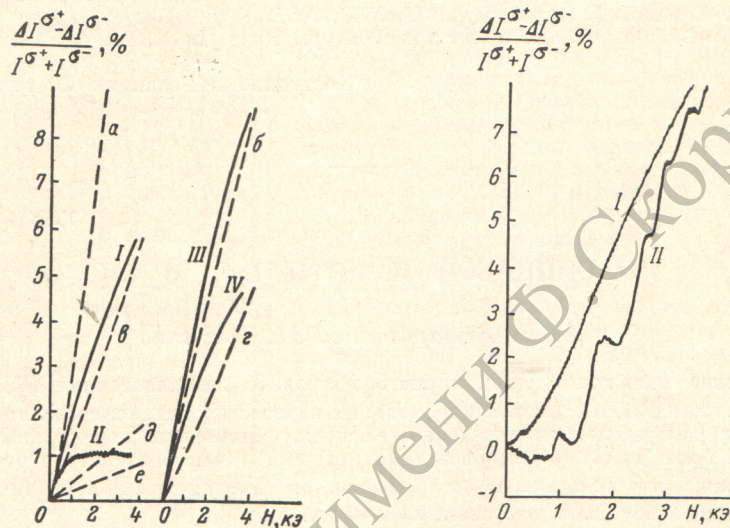


Рис. 1. Зависимость сигнала МЦДЛ колебательной полосы люминесценции $\lambda=4200 \text{ Å}$ Eu^{2+} в CaF_2 ($T=1.7^\circ \text{ K}$) от магнитного поля.

I, II — при возбуждении σ - и π -поляризованным светом соответственно, когда $\lambda_{\text{возб.}} = 3650 \text{ Å}$. III, IV — при возбуждении σ - и π -поляризованным светом соответственно, когда $\lambda_{\text{возб.}} = 4040 \text{ Å}$. Рассчитанная зависимость при $T_S, ^\circ \text{ K}$: а — 1.7, б — 3.6, в — 6, г — 6.6, д — 20, е — 40.

Рис. 2. Зависимость сигнала МЦДЛ колебательной полосы люминесценции $\lambda=4200 \text{ Å}$ Eu^{2+} в CaF_2 при σ -возбуждении $\lambda_{\text{возб.}} = 4040 \text{ Å}$ от магнитного поля ($H \parallel [100]$, $T=1.7^\circ \text{ K}$).

I — без СВЧ подсветки, II — с СВЧ подсветкой ($f=9300 \text{ МГц}$).

на рис. 1 соответствует σ -возбуждающему свету с длиной волны 3650 Å , $^4\Gamma_8$ -состояние в этом случае характеризуется $T_S \approx 6^\circ \text{ K}$. Для π -возбуждения этой же длиной волны спиновая температура плавно увеличивается с ростом H и достигает $T_S \approx 40^\circ \text{ K}$ при $H=4000 \text{ эрст.}$ (рис. 1, II).

Приведенные значения спиновой температуры $^4\Gamma_8$ -состояния удовлетворительно согласуются с результатами для МЦДЛ резонансной люминесцентной линии 4130 Å , полученными в [1]. Когда длина волны возбуждающего света равна 4040 Å , в возбужденном состоянии реализуется более низкая спиновая температура: для σ -поляризации возбуждения $T_S \approx 3.6^\circ \text{ K}$, а для π -света $T_S \approx 6-7^\circ \text{ K}$ (кривые III и IV соответственно на рис. 1).

Следует отметить, что кривая (е) на рис. 1, рассчитанная для $T_S = 40^\circ \text{ K}$, заметно отличается от соответствующей экспериментальной (рис. 1, II). Мы предположили в данном случае, что значение T_S в $^4\Gamma_8$ -состоянии изменяется с изменением величины магнитного поля. Возможно также, что в этом состоянии реализуется не больцмановское распределение, которое нельзя описывать эффективной спиновой температурой. Во всяком случае можно сказать, что указанное различие определенным образом связано с механизмом спиновой памяти в описываемой системе.

На рис. 2 приведена зависимость сигнала МЦДЛ от величины H при σ -возбуждении $\lambda=4040 \text{ Å}$ и одновременной СВЧ-подсветке на образец $H \parallel [100]$. На кривой появились провалы, соответствующие ЭПР основного $^8S_{7/2}$ -состояния, аналогичные полученным в [1, 6]. Характерным является то, что ЭПР-переходы в $^8S_{7/2}$ -состоянии приводят

к уменьшению сигнала МЦДЛ, т. е. повышению спиновой температуры в $^4\text{Г}_8$ -состоянии. На записи, проведенной при π -возбуждении 3650 Å линией ртути в пределах экспериментальной ошибки, провалов заметить не удалось, что, очевидно, связано с высокой спиновой температурой в $^4\text{Г}_8$ -состоянии.

Проявление ЭПР основного состояния в электронно-колебательной люминесценции может быть связано со спиновой памятью либо с изменением спиновой температуры из-за влияния перепоглощения на эффективное время жизни отдельных зеемановских компонент $^4\text{Г}_8$ -состояния. В последнем случае ЭПР основного состояния проявлялся бы независимо от спиновой температуры $^4\text{Г}_8$ -состояния. Наблюдаемый эффект не может быть связан с кросс-релаксацией между ионами в основном и возбужденном состояниях, так как сильная зависимость спиновой температуры $^4\text{Г}_8$ -состояния от способа возбуждения указывает на отсутствие такой кросс-релаксации в системе.

Подобным путем, по МЦДЛ колебательной полосы люминесценции $\lambda=4200$ Å были получены резонансные спектры ЭПР и для других ориентаций кристалла в магнитном поле. Зарегистрированные спектры в основном совпали со спектрами ЭПР $^8\text{S}_{7/2}$ -состояния, полученными по резонансной линии 4130 Å [1], кроме заметного различия в отношении интенсивностей запрещенных и разрешенных переходов ЭПР. Последнее, очевидно, связано с различием между механизмом спиновой памяти и механизмом резонансного перепоглощения, ответственного за проявление ЭПР основного состояния в случае [1].

На основании полученных результатов можно считать установленным, что, несмотря на то что заселение $^4\text{Г}_8$ -состояния осуществляется возбуждением в высоко лежащие состояния с последующей безызлучательной релаксацией, распределение населенностей в $^4\text{Г}_8$ -состоянии связано с распределением населенностей в $^8\text{S}_{7/2}$ -состоянии и правилами отбора для возбуждающего света, т. е. с явлением спиновой памяти. Остается не ясным противоречие с данными работы [3] по времени T_1 спин-решеточной релаксации в состоянии $^4\text{Г}_8$.

Литература

- [1] А. В. Комаров, С. М. Рябченко. Опт. и спектр., 35, 1973.
- [2] Б. П. Захарченя, А. Я. Рыскин, Ю. А. Степанов. Письма в ЖЭТФ, 10, 517, 1969.
- [3] L. L. Chase. Phys. Rev., B2, 2308, 1970.
- [4] М. В. Еремин, Б. П. Захарченя, А. Я. Рыскин, Ю. А. Степанов. ФТТ, 13, 4128, 1971.
- [5] Б. П. Захарченя, И. Б. Русанов, А. Я. Рыскин. Опт. и спектр., 18, 999, 1965.
- [6] А. В. Комаров, С. М. Рябченко. ПТФ, 4, 201, 1971.

Поступило в Редакцию 5 июля 1972 г.

УДК 535.375

К СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА

В. Ф. Бойцов и С. Г. Слюсарев

1. Приводятся результаты расчетов свойств оптического параметрического усилителя. Усилитель состоит из трех квантовых полевых мод M_j , выделенных резонатором, две из которых M_1 и M_3 обладают потерями, и классической монохроматической моды накачки M_2 с постоянной амплитудой. Условия временного синхронизма, которые предполагаются выполненными достаточно точно, имеют вид $\omega = \omega_1 + \omega_3 = \omega_2 - \omega_3$.

Примерами параметрического усиления могут служить частотное расщепление интенсивных световых пучков в нелинейных диэлектрических средах, а также вынужденное рассеяние Рамана—Ландсберга и Мандельштама—Бриллюэна.

2. Модель усилителя основана на теории Луйселла, Ярива и Зигмана [1] и рассмотрена в ряде работ [2, 3]. Потери в модах M_1 и M_3 вводятся квантовомеханически с помощью процедуры, предложенной в [4]: возбужденные моды затухают в результате связи их с континуумом «резервуарных» осцилляторов, которые включены в гамильтониан системы. Сам гамильтониан при этом описывает замкнутую систему и таким образом остается эрмитовым. Квантовомеханическое рассмотрение процесса параметрического усиления дает возможность описать эволюцию системы при различных начальных условиях, определить для каждой моды среднее число фотонов и их дисперсию в зависимости от времени, вычислить статистику фотонов и т. д. [2].

Новым по сравнению с работами [3] в данном сообщении является включение в модель усилителя моды M_2 , которая связана с модой M_3 полем накачки через нелинейность среды. При определенных условиях (11) появление моды M_2 приводит к но-