

МОНИТОРИНГ ТЕМПЕРАТУРЫ СТОРОННЕГО ОБЪЕКТА ПО ОПТИЧЕСКОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОБРАЗЦА, ОХЛАЖДАЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2007 г. С. Н. Андрианов, доктор физ.-мат. наук

НПО "Государственный институт прикладной оптики", г. Казань

E-mail: andrianovsn@mail.ru

Предложен способ определения температуры стороннего объекта по оптическому поглощению в твердотельном образце, охлаждаемом лазерным излучением. Получены система кинетических уравнений, описывающая процесс лазерного охлаждения примесного твердого тела, и ее решения в приближении высоких температур. Получено выражение для конечной температуры охлаждения образца через температуру окружающей его вакуумной камеры, которая может быть термически связана со сторонним образцом. Показано, что, измеряя показатель поглощения излучения накачки в процессе лазерного охлаждения, можно определить температуру охлажденного образца, а следовательно, и температуру стороннего объекта.

Коды OCIS: 300.0300.

Поступила в редакцию 07.09.2006.

Известен точный метод дистанционного определения температуры, основанный на измерении интенсивности температурно-зависимой флуоресценции редкоземельных ионов в твердотельном образце [1–4]. Чувствительность метода возрастает при уменьшении температуры образца [3]. Для увеличения чувствительности флуоресцентного датчика температуры предлагалось использовать лазерное охлаждение твердотельного образца [5]. При этом предполагалось внесение в рабочее тело датчика центров антистоксового охлаждения наряду с центрами антистоксового преобразования инфракрасного излучения в видимое. В этом случае, однако, преобразованное излучение может взаимодействовать с центрами охлаждения, вызывая дополнительный нагрев образца, и, наоборот, антистоксовое излучение, возникающее в процессе лазерного охлаждения, может взаимодействовать с центрами преобразования, ухудшая отношение сигнал/шум датчика.

В этой работе мы рассмотрим возможность использования одного типа центров как для измерения температуры, так и для охлаждения рабочего тела датчика. При этом становится возможным измерение температуры стороннего тела по изменению поглощения излучения накачки этими центрами под воздействием теплового излучения стороннего тела. На практике стороннее тело может быть термически связано с вакуумной камерой, в которой находится охлаждаемый образец, содержащий указанные центры (рис. 1).

Гамильтониан системы примесных ионов или молекул в твердом теле, взаимодействующих с фотонами и фононами, можно построить, рассматри-

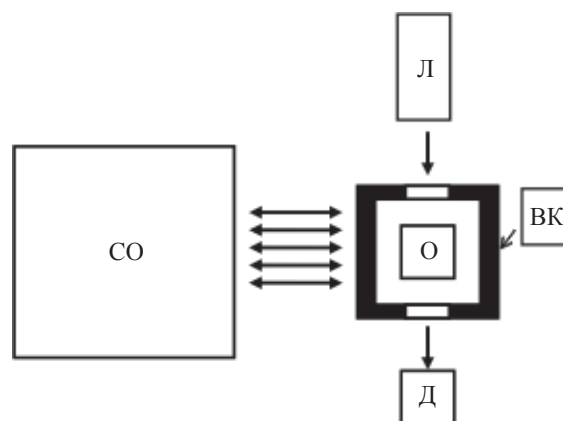


Рис. 1. Блок-схема установки измерения температуры стороннего объекта по поглощению образца, охлаждаемого лазерным излучением (СО – сторонний объект, Л – лазер, О – образец, Д – детектор, ВК – вакуумная камера).

вая модуляцию фононами гамильтониана взаимодействия двухуровневых атомов с квантованным электромагнитным полем в дипольном приближении. Его можно записать в следующем виде: $H = H_0 + H_1$, где $H_0 = H_d + H_f + H_l$ – основной гамильтониан, $H_1 = H_{df} + H_{df}^l + H_{ll}$ – гамильтониан возмущения. $H_d = \sum_j \hbar \omega_0 S_j^z$ – гамильтониан системы примесных ионов или молекул в модели двухуровневого атома, j – номер примесной молекулы, ω_0 – частота электронного перехода, S_j^z – оператор z -проекции эффективного спина, $S = 1/2$; $H_f = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k$ – гамильтониан поля фотонов, k – мода поля, нумерующая три

компонента волнового вектора и поляризацию фотонов; ω_k – частота фотонов, a_k^+ и a_k – операторы рождения и уничтожения фотонов; $H_l = \sum_q \hbar \Omega_q b_q^+ b_q$ – гамильтониан поля фононов, q – мода поля, нумерующая три компонента волнового вектора и поляризацию фононов; Ω_q – частота фононов, b_q^+ и b_q – операторы рождения и уничтожения фононов; $H_{df} =$

$= \sum_{jk} \left(g_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} S_j^+ a_k + g_k^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} S_j^- a_k^+ \right)$ – оператор взаимо-

действия атомов с электромагнитным полем на прямом переходе в приближении вращающейся волны, g_k – постоянная связи, $\mathbf{r}_j$ – радиус-вектор примесного атома, S_j^+ и S_j^- – повышающий и понижающий компоненты оператора спина;

$$H_{df}^l = \sum_{jkq} \left\{ h_{kq} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_j} S_j^+ a_k (b_{-q} + b_q^+) + h_{kq}^* e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}_j} S_j^- a_k^+ (b_q + b_{-q}^+) \right\}$$

– оператор взаимодействия атомов с электромагнитным полем и решеткой на не прямых переходах через те или иные подуровни на фоне сплошного спектра фононов в приближении вращающейся волны, где h_{kq} – постоянная связи;

$$H_{ll} = V^{-1} \sum_{q_1 q_2 q_3 \tau} \Phi^\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3) b_{q_1}^+ b_{q_2}^+ b_{q_3} + \text{э.с.}$$

– оператор взаимодействия фононов друг с другом, $\Phi^\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3)$ – постоянная связи, V – объем элементарной ячейки, τ – произвольный вектор обратной решетки.

В качестве динамических переменных выберем следующие операторные величины: $n_q = b_q^+ b_q$ – число фононов моды q , $n_k = a_k^+ a_k$ – число фотонов моды k и $R_z = 2 \sum_j S_j^z$.

В рамках метода неравновесного статистического оператора [6, 7] для них можно записать следующие кинетические уравнения:

$$\frac{\partial \langle n_k \rangle}{\partial t} + \mathbf{v}_{\text{phot}} \nabla \langle n_k \rangle = \left\{ \sum_q \left[\frac{\langle n_q \rangle + 1}{\tau_1^s(kq)} + \frac{\langle n_q \rangle}{\tau_1^{as}(kq)} + \frac{\langle n_k \rangle}{\tau_1^s(kq)} \right] + \frac{1}{\tau_1(k)} \right\} \frac{\langle R_z \rangle + N}{2} +$$

$$+ \left\{ \sum_q \left[\frac{1}{\tau_1^s(kq)} + \frac{1}{\tau_1^{as}(kq)} \right] \langle n_q \rangle + \frac{1}{\tau_1(k)} \right\} \langle n_k \rangle \langle R_z \rangle + \sum_q \frac{\langle n_k \rangle}{\tau_1^{as}(kq)} \frac{\langle R_z \rangle - N}{2},$$

(1)

$$\frac{\partial \langle n_q \rangle}{\partial t} + \mathbf{v}_{\text{phon}} \nabla \langle n_q \rangle = \left[\frac{\langle n_q \rangle + 1}{\tau_1^s(q)} - \frac{\langle n_q \rangle}{\tau_1^{as}(q)} + \frac{1}{\tau_s(q)} \right] \frac{\langle R_z \rangle + N}{2} +$$

$$+ \left[\frac{1}{\tau_s(q)} - \frac{1}{\tau_{as}(q)} \right] \langle n_q \rangle \langle R_z \rangle + \frac{N - \langle R_z \rangle}{2\tau_{as}(q)} - L(n_q) + I(n_q),$$

(2)

$$\frac{\partial \langle R_z \rangle}{\partial t} = - \left\{ \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1^s} + \frac{1}{\tau_s} + \sum_q \left[\frac{\langle n_q \rangle}{\tau_1^s(q)} + \frac{\langle n_q \rangle}{\tau_1^{as}(q)} \right] \right\} (N + \langle R_z \rangle) -$$

$$- 2 \left\{ \frac{1}{\tau_r} + \sum_q \left[\frac{1}{\tau_s(q)} + \frac{1}{\tau_{as}(q)} \right] \langle n_q \rangle \right\} \langle R_z \rangle + \frac{1}{\tau_{as}} (N - \langle R_z \rangle),$$

(3)

где N – число примесных атомов,

$$L(n_q) = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{q_1 q_2 q_3} |\Phi^\tau(q_1 q_2 q_3)|^2 \delta(\omega_{q_1} + \omega_{q_2} - \omega_{q_3}) (\delta_{qq_1} + \delta_{qq_2} - \delta_{qq_3}) \left\{ \langle n_{q_3} \rangle (1 + \langle n_{q_1} \rangle) (1 + \langle n_{q_2} \rangle) - \langle n_{q_1} \rangle \langle n_{q_2} \rangle (1 + \langle n_{q_3} \rangle) \right\}$$

– интеграл столкновений фононов, $I(n_q)$ – описыва-

ет прямой радиационный теплообмен,

$$\frac{1}{\tau_1} = \sum_k \frac{1}{\tau_1(k)} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |g_k|^2 \delta(\omega - \omega_0)$$

– обратное время спонтанной релаксации на переходе $2 \rightarrow 1$,

$$\frac{1}{\tau_1^s} = \frac{1}{\tau_1^s(q)} = \sum_k \frac{1}{\tau_1^s(kq)} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |h_{kq}|^2 \delta(\omega_0 - \omega_k - \Omega_q)$$

– обратное время спонтанной релаксации на переходе $2 \rightarrow 1' \rightarrow 1$,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_1^{as}} &= \frac{1}{\tau_1^{as}(q)} = \\ &= \sum_k \frac{1}{\tau_1^{as}(kq)} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |h_{kq}|^2 \delta(\omega_0 - \omega_k + \Omega_q) \end{aligned}$$

– обратное время спонтанной релаксации на переходе $2 \rightarrow 2' \rightarrow 1$,

$$\frac{1}{\tau_r} = \sum_k \frac{\langle n_k \rangle}{\tau_1(k)} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |g_k|^2 \langle n_k \rangle \delta(\omega_0 - \omega_k)$$

– обратное время вынужденных прямых переходов $2 \rightarrow 1$;

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_s} &= \frac{1}{\tau_s(q)} = \sum_k \frac{\langle n_k \rangle}{\tau_1^s(kq)} = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |h_{kq}|^2 \langle n_k \rangle \delta(\omega_0 - \omega_k - \Omega_q) \end{aligned}$$

– обратное время вынужденных переходов $2 \rightarrow 1' \rightarrow 1$,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{as}} &= \frac{1}{\tau_{as}(q)} = \sum_k \frac{\langle n_k \rangle}{\tau_1^{as}(kq)} = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_k |h_{kq}|^2 \langle n_k \rangle \delta(\omega_0 - \omega_k + \Omega_q) \end{aligned}$$

– обратное время вынужденных не прямых переходов $2 \rightarrow 2' \rightarrow 1$ (рис. 2).

Рассмотрим решение уравнений (1)–(3) в стационарных условиях в пространственно однородном приближении и в приближении высоких температур, когда число фононов моды q можно записать как $n_q = k_B T / \hbar \Omega_q$, где T – температура охлаждаемого образца.

В указанных приближениях уравнение (3) сводится к

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_1} (\langle R_z \rangle + N) + \left(F_1^s T + \frac{1}{\tau_1^s} + F_1^{as} T + \frac{1}{\tau_s} \right) \times \\ \times (\langle R_z \rangle + N) + 2F_s T \langle R_z \rangle = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$F_1^s = \sum_q \frac{k_B}{\hbar \Omega_q \tau_1^s(q)}, \quad F_1^{as} = \sum_q \frac{k_B}{\hbar \Omega_q \tau_1^{as}(q)},$$

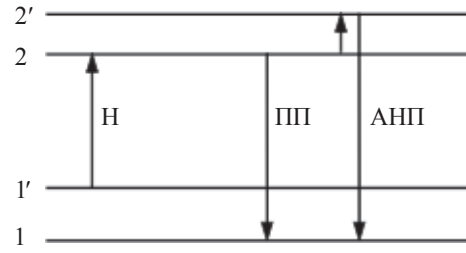


Рис. 2. Схема энергетических уровней и переходов при комбинированной схеме антистоксова механизма лазерного охлаждения (Н – накачка, ПП – прямой переход, АНП – антистоксовый не прямой переход).

$$F_s = \sum_q \frac{k_B}{\hbar \Omega_q \tau_s(q)}.$$

Из уравнения (4) получаем

$$\langle R_z \rangle = -N + \frac{2F_s T N}{\gamma + (F_1 + 2F_s) T}, \quad (5)$$

где

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_1^s + \gamma_s = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1^s} + \frac{1}{\tau_s}, \quad F_1 = F_1^s + F_1^{as}.$$

Умножив обе части уравнения (2) на $\hbar \Omega_q$ и просуммировав по q , в стационарном режиме и в пространственно однородном приближении получим

$$\begin{aligned} \sum_q \hbar \Omega_q \left[\frac{\langle n_q \rangle + 1}{\tau_1^s(q)} - \frac{\langle n_q \rangle}{\tau_1^{as}(q)} + \frac{1}{\tau_s(q)} \right] \frac{\langle R_z \rangle + N}{2} + \\ + \sum_q \hbar \Omega_q \frac{\langle n_q \rangle}{\tau_s(q)} \langle R_z \rangle + \sum_q \hbar \Omega_q \frac{\bar{n}_q - \langle n_q \rangle}{\tau_q} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\bar{n}_q = k_B T_0 / \hbar \Omega_q$, T_0 – температура окружающей среды.

Подставив выражение (5) в уравнение (6), получим уравнение второго порядка для температуры образца

$$\begin{aligned} T^2 \left[k_B (\gamma_1^s - \gamma_1^{as}) F_s N - k_B \gamma_s F_1 N - k_B \gamma_l (F_1 + 2F_s) \right] + \\ + T \left[(\Gamma_1^s + \Gamma_s) F_s N - k_B \gamma_s \gamma_l N - k_B \gamma_l \gamma - \right. \\ \left. - k_B \gamma_l (F_1 + 2F_s) T_0 \right] + k_B \gamma_l \gamma T_0 = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\gamma_l = \sum_q 1/\tau_q, \quad \Gamma_1^s = \sum_q \hbar \Omega_q \gamma_1^s(q), \quad \Gamma_s = \sum_q \hbar \Omega_q \gamma_s(q).$$

Перепишем уравнение (7) в следующем виде:

$$AT^2 + (B_1 - B_2 T_0) T - CT_0 = 0, \quad (8)$$

где

$$A = k_B \left[\gamma_s F_l N + \gamma_l (F_l + 2F_s) - (\gamma_l^s - \gamma_l^{as}) F_s N \right], \quad (9)$$

$$B_1 = k_B \gamma (\gamma_s N + \gamma_l) - (\Gamma_l^s + \Gamma_s) F_s N, \quad (10)$$

$$B_2 = k_B \gamma_l (F_l + 2F_s), \quad (11)$$

$$C = k_B \gamma_l \gamma. \quad (12)$$

Решение уравнения (8) записывается как

$$T = \frac{B_2 T_0 - B_1 + \sqrt{(B_2 T_0 - B_1)^2 + 4 A C T_0}}{2 A}. \quad (13)$$

Разлагая выражение (13) по степеням $1/T_0$, получим

$$T = \frac{B_2 T_0 - B_1}{A} + \frac{C}{B_2}.$$

Из этой формулы нетрудно получить выражение для температуры окружающей среды через температуру образца

$$T_0 = \frac{1}{B_2} \left(A T + B_1 - \frac{A C}{B_2} \right). \quad (14)$$

Подставляя в формулу (14) значения параметров из выражений (9)–(12), в пренебрежении релаксационными процессами на неосновных переходах получим

$$T_0 = T + \frac{\gamma_l (\gamma_s N + \gamma_l)}{2 \gamma_l F_s} - \frac{\gamma_l + \gamma_s}{2 F_s}. \quad (15)$$

Предполагая накачку монохроматической, из выражения (15) в приближении сильной накачки и малого образца будем иметь

$$T_0 = T + \frac{\hbar \Omega_0}{2 k_B} \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_l} N - 1 \right), \quad (16)$$

где Ω_0 – частотная отстройка накачки от резонансного значения.

Температуру образца T , входящую в выражение (16), можно определить, измеряя поглощение фотонов накачки. Из уравнения (1) в стационарном случае в пространственно однородном приближении и в пренебрежении излучением флуоресценции получим выражение для числа фотонов моды k_1 в длинноволновом крыле линии поглощения

$$\frac{\bar{n}_{k_1} - \langle n_{k_1} \rangle}{\tau_{k_1}} = - \langle n_{k_1} \rangle \frac{\langle n_{q_1} \rangle}{\tau_1^s(k_1 q_1)} \langle R_z \rangle,$$

где $\bar{n}_{k_1}$ – число фотонов, падающих на образец, $\langle n_{k_1} \rangle$ – число фотонов на выходе из образца, $\tau_{k_1} = L/c_{k_1}$ – время

прохождения фотонов через образец длиной L со скоростью c_{k_1} . Согласно закону Бугера–Бера $\langle n_{k_1} \rangle = \bar{n}_{k_1} e^{-\alpha L}$, где α – показатель поглощения. Пользуясь этим законом, получим в высокотемпературном приближении для оптически тонкого образца

$$\alpha c_{k_1} = - \frac{k_B}{\hbar} \frac{\langle R_z \rangle T}{\Omega_0 \tau_1^s(k_1 q_1)}. \quad (17)$$

При не очень больших мощностях накачки, как видно из выражения (5), приближенно можно считать, что $\langle R_z \rangle = -N$. Тогда из формулы (17) следует:

$$T = \frac{\hbar}{k_B N} \Omega_0 \tau_1^s(k_1 q_1) \alpha c_{k_1}. \quad (18)$$

Выражение (18) позволяет, зная коэффициент поглощения, определять температуру охлаждаемого образца, что, в свою очередь, позволяет по формуле (16) определять температуру стороннего объекта, находящегося в термодинамическом равновесии с вакуумной камерой, окружающей охлаждаемый образец. Входящие в формулы (16), (18) параметры могут быть определены на предыдущей стадии измерений при опорной температуре T_1 . Таким образом, измеряя поглощение излучения накачки при лазерном охлаждении твердотельного образца, можно контролировать температуру стороннего объекта, термически связанного с вакуумной камерой, в которой находится охлаждаемый образец.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kleinerman M. Infrared detection and imaging, method and apparatus // United States Patent 4061578. 1977.
2. Sandoval J., Paez G., Strojnik M. Experimental results of ratio-based erbium-doped-silica temperature sensor // Optical Engineering. 2003. V. 42. № 6. P. 1805–1811.
3. Андрианов С.Н., Иванов В.П., Польский Ю.Е. Пороговая чувствительность антистоксового преобразователя частоты // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 14. С. 20–24.
4. Андрианов С.Н., Иванов В.П., Крайлюк А.Д., Польский Ю.Е. Устройство визуализации инфракрасного излучения // Патент России № 2263939. 2005.
5. Андрианов С.Н., Белозеров А.Ф., Иванов В.П., Польский Ю.Е. Устройство визуализации инфракрасного излучения // Патент России № 50322. 2005.
6. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
7. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977. 368 с.