

10,09

## Когерентные фононы, возбуждаемые двумя оптическими импульсами

© А.Л. Семенов, Д.Н. Безбатько

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

E-mail: smnv@mail.ru

(Поступила в Редакцию 7 июля 2015 г.)

Получены теоретические зависимости амплитуды  $A$  и фазы  $\varphi$  фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки от времени задержки  $\mu$  между двумя возбуждающими световыми импульсами. Показано, что в зависимости от условий эксперимента зависимость  $\varphi(\mu)$  является периодической или убывающей функцией. Проведено сравнение с экспериментом для  $\text{Bi}$ .

Работа выполнена в рамках задания Министерства образования и науки РФ (№ 3.175.2014К от 18 июля 2014 г.).

### 1. Введение

Изучение фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки (фотоиндуцированных когерентных фононов) на протяжении длительного времени вызывает неослабевающий интерес [1–13]. Линейная теория фотоиндуцированных когерентных фононов [1] хорошо согласуется с экспериментом по облучению  $\text{Sb}$ ,  $\text{Bi}$ ,  $\text{Te}$ ,  $\text{Ti}_2\text{O}_3$  коротким лазерным импульсом малой энергии. Нелинейная теория [2,3] фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки объясняет асимметрию фоновой линии в Фурье спектре колебаний [4], нелинейное затухание фотоиндуцированных осцилляций коэффициента оптического отражения [5], зависимость частоты колебаний от плотности энергии лазерного импульса и времени [6,7]. В линейном приближении теория [2,3] переходит в теорию [1].

Возбуждение когерентных колебаний кристаллической решетки двумя лазерными импульсами, время задержки между которыми равно  $\mu$ , экспериментально изучалось в работах [8–13]. Экспериментальная зависимость амплитуды фотоиндуцированных когерентных фононов  $A(\mu)$  может быть объяснена в рамках интерференционной модели [9]. Экспериментальная зависимость фазы фотоиндуцированных когерентных фононов  $\varphi(\mu)$  [9], насколько нам известно, ранее не получила теоретического объяснения.

В настоящей работе в рамках модели [1–3] рассчитаны теоретические зависимости  $A(\mu)$  и  $\varphi(\mu)$ . Результаты расчетов согласуются с экспериментом [9] по возбуждению когерентных фононов в висмуте двумя короткими лазерными импульсами.

### 2. Основные уравнения

При малых энергиях лазерного импульса динамика обобщенной координаты  $Q$  фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки описывается уравнением линейного затухающего осциллятора,

равновесное положение которого зависит от концентрации  $n$  фотовозбужденных электронов [1,2]

$$\ddot{Q} + 2\gamma\dot{Q} + \Omega_0^2(Q - \theta n) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma^{-1}$  — характерное время фоновой релаксации;  $\Omega_0$  — круговая частота когерентного фонона в отсутствие затухания;  $\theta$  — константа, характеризующая взаимодействие когерентного фонона с фотовозбужденными электронами. Зависимость концентрации  $n$  фотовозбужденных электронов от времени подчиняется кинетическому уравнению [14]

$$\dot{n} = \frac{(1-R)\alpha I}{h\nu} - \beta n, \quad (2)$$

где  $\alpha$ ,  $R$  — соответственно коэффициенты оптического поглощения и отражения;  $\nu$ ,  $I$  — частота и интенсивность светового поля;  $\beta^{-1}$  — характерное время электронной релаксации,  $h$  — постоянная Планка.

Решение уравнений (1,2) с начальными условиями  $n(-\infty) = 0$ ,  $Q(-\infty) = 0$  имеет вид

$$Q(t) = \int_{-\infty}^t G(t - \xi) I(\xi) d\xi, \quad (3)$$

где

$$G(t) = \frac{\Omega_0^2 \theta (1-R)\alpha}{h\nu(\Omega^2 + (\beta - \gamma)^2)} \times \left( \exp(-\beta t) + \sqrt{1 + \left(\frac{\beta - \gamma}{\Omega}\right)^2} \exp(-\gamma t) \cos(\Omega t + \varphi_0) \right) \quad (4)$$

— функция Грина системы уравнений (1,2),

$$\varphi_0 = \pi + \arctg\left(\frac{\beta - \gamma}{\Omega}\right), \quad (5)$$

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 - \gamma^2}. \quad (6)$$

Уравнение (3) определяет динамику системы в зависимости от интенсивности  $I(t)$  светового поля.

### 3. Возбуждение двумя короткими лазерными импульсами

Пусть интенсивность светового поля имеет вид

$$I(t) = W_1\delta(t) + W_2\delta(t - \mu), \quad (7)$$

где  $W_{1,2}$  — плотность энергии первого и второго светового импульса соответственно. Подставляя соотношение (7) в уравнение (3), для осциллирующей части обобщенной координаты  $Q$  находим

$$Q(t) = A \exp(-\gamma t) \cos(\Omega t + \varphi_1), \quad (8)$$

где

$$A = \frac{\Omega_0^2 \theta (1 - R) \alpha W_1}{\Omega \hbar \nu \sqrt{\Omega^2 + (\beta - \gamma)^2}} \sqrt{1 + b^2 + 2b \cos(\Omega \mu)} \quad (9)$$

— амплитуда фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки;  $\varphi_1$  — начальная фаза, определяемая уравнениями

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_0) = \frac{1 + b \cos(\Omega \mu)}{\sqrt{1 + b^2 + 2b \cos(\Omega \mu)}}, \quad (10)$$

$$\sin(\varphi_1 - \varphi_0) = -\frac{b \sin(\Omega \mu)}{\sqrt{1 + b^2 + 2b \cos(\Omega \mu)}}, \quad (11)$$

$$b = \frac{W_2}{W_1} \exp(\gamma \mu). \quad (12)$$

В случае  $b \leq 1$  из (10), (11) получаем

$$\varphi_1 = \varphi_0 - \arcsin \frac{b \sin(\Omega \mu)}{\sqrt{1 + b^2 + 2b \cos(\Omega \mu)}}. \quad (13)$$

В случае  $b \geq 1$ , вычисляя с помощью (10), (11)  $\cos \varphi_2$  и  $\sin \varphi_2$ , где  $\varphi_2 = \varphi_1 - \varphi_0 + \Omega \mu$ , находим:

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \arcsin \frac{\sin(\Omega \mu)}{\sqrt{1 + b^2 + 2b \cos(\Omega \mu)}} - \Omega \mu. \quad (14)$$

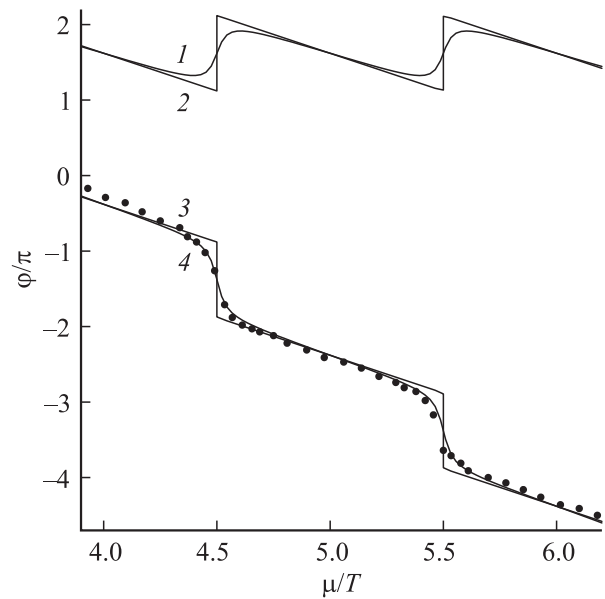
Уравнения (9), (12)–(14) определяют зависимости  $A(\mu)$  и  $\varphi_1(\mu)$ .

### 4. Сравнение с экспериментом и обсуждение полученных результатов

В эксперименте [9] методом оптического зондирования измерялась амплитуда  $A$  и фаза

$$\varphi = \varphi_1 + \Omega t \quad (15)$$

фотоиндуцированных когерентных фононов (8) в висмуте в зависимости от времени задержки  $\mu$  между двумя короткими возбуждающими световыми импульсами (7). Параметр  $b \approx 1$  (12) и момент времени  $t$ , при котором

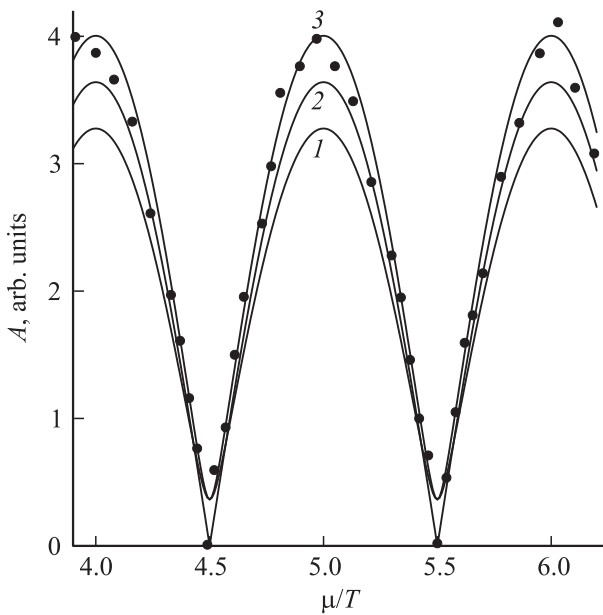


**Рис. 1.** Зависимость фазы  $\varphi$  фотоиндуцированных когерентных фононов от времени задержки  $\mu$  между двумя возбуждающими световыми импульсами при  $b = 0.8, 1, 1, 1.2$  (кривые 1–4 соответственно). Точки — экспериментальные данные работы [9] при  $b \approx 1$ .

проводились измерения, в процессе эксперимента (при изменении  $\mu$ ) оставались постоянными.

Зависимость  $\varphi(\mu/T)$ , вычисленная по формулам (13)–(15) при  $\Omega t + \varphi_0 = 7.62\pi$  и различных значениях  $b$ , показана на рис. 1. Здесь  $T = 2\pi/\Omega = 341fs$  — период фотоиндуцированных когерентных колебаний кристаллической решетки висмута [9]. Кривые 2 и 3 для  $b = 1$ , построенные по формулам (13) и (14) соответственно, физически эквивалентны, поскольку фаза  $\varphi$  определена с точностью до слагаемого  $2\pi k$  ( $k$  — целое число). На рис. 1 видно, что поведение фазы  $\varphi(\mu)$  при  $b < 1$  и  $b > 1$  качественно различно. При  $b < 1$  зависимость  $\varphi(\mu)$  — периодическая, а при  $b > 1$  — убывающая функция. Точками на графике отмечены экспериментальные данные работы [9] с учетом того, что амплитуда  $A \geq 0$  (смена знака амплитуды  $A$  в [9], (8) эквивалентна сдвигу фазы  $\varphi$  (15) на  $\pi$ ). На рис. 1 видно, что при  $b = 1.2$  теория хорошо согласуется с экспериментом.

Зависимость амплитуды фотоиндуцированных когерентных фононов  $A(\mu/T)$ , вычисленная по формуле (9) для различных значений параметра  $b$ , показана на рис. 2. Видно, что максимум (минимум) амплитуды  $A$  достигается, когда  $\mu/T$  — целое (полуцелое) число. При уменьшении  $b$  максимум амплитуды  $A$  уменьшается. При отклонении  $b$  от единицы минимум амплитуды  $A$  увеличивается. Точками на графике отмечены экспериментальные данные работы [9] с учетом того, что амплитуда  $A \geq 0$ . На рис. 2 видно, что эксперимент и теория при  $b = 1.2$  достаточно хорошо согласуются всюду, за исключением малой области вблизи полуцелых значений  $\mu/T$ . Отличие теории и эксперимента, возможно,



**Рис. 2.** Зависимость амплитуды  $A$  фотоиндуцированных когерентных фононов от времени задержки  $\mu$  между двумя возбуждающими световыми импульсами при  $b = 0.8, 1, 1.2$  (кривые 1–3 соответственно). Точки — экспериментальные данные работы [9] при  $b \approx 1$ .

обусловлено неточным выполнением зависимости

$$\frac{W_2}{W_1} \propto \exp(-\gamma\mu) \quad (16)$$

(16) в эксперименте [9], благодаря чему параметр  $b \neq \text{const}$  (12).

## 5. Заключение

Проведенные расчеты показали, что амплитудой и фазой фотоиндуцированных когерентных фононов можно эффективно управлять, изменяя параметр  $b$  (12) и время задержки  $\mu$  между двумя короткими возбуждающими световыми импульсами (см. рис. 1, 2). При большой плотности энергии возбуждающих импульсов теоретические зависимости (8), (9), (13)–(15) не согласуются с экспериментальными данными [12, 13]. По-видимому, это обусловлено нелинейными свойствами  $W_i$ , кристаллическая решетка которого образуется благодаря пайерлсовской неустойчивости [15–17].

## Список литературы

- [1] H.J. Zeiger, J. Vidal, T.K. Cheng, E.P. Lppen, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus. *Phys. Rev. B* **45**, 2, 768 (1992).
- [2] А.Л. Семенов. *ФТТ* **53**, 11, 2222 (2011).
- [3] А.Л. Семенов. *ЖЭТФ* **144**, 1, 104 (2013).
- [4] M. Hase, M. Kitajima, S. Nakashima, K. Mizoguchi. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 6, 067401 (2002).
- [5] О.В. Мисочко, М.В. Лебедев. *ЖЭТФ* **136**, 5(11), 931 (2009).
- [6] О.В. Мисочко, М.В. Лебедев. *Письма в ЖЭТФ* **89**, 3, 148 (2009).
- [7] А.А. Мельников, О.В. Мисочко, В.О. Компанец, А.Л. Добряков, С.В. Чекалин. *ЖЭТФ* **138**, 3 (9), 486 (2010).
- [8] O.V. Misochko, M.V. Lebedev, H. Schafer, T. Dekorsy. *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 406 220 (2007).
- [9] M. Hase, K. Mizoguchi, H. Narima, S. Nakashima, M. Tani, K. Sakai, M. Hangyo. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 21, 2474 (1996).
- [10] M.F. DeCamp, D.A. Reis, P.H. Bucksbaum, R. Merlin. *Phys. Rev. B* **64**, 092 301 (2001).
- [11] E.D. Murray, D.M. Fritz, J.K. Wahlstrand, S. Fahy, D.A. Reis. *Phys. Rev. B* **72**, 060 301(R) (2005).
- [12] О.В. Мисочко, М.В. Лебедев. *Письма в ЖЭТФ* **90**, 4, 309 (2009).
- [13] О.В. Мисочко. *ЖЭТФ* **145**, 2, 262 (2014).
- [14] В.И. Емельянов, Д.В. Бабак. *ФТТ* **41**, 8, 1462 (1999).
- [15] Л.А. Фальковский. *УФН* **94**, 1, 3 (1968).
- [16] Л.Н. Булаевский. *УФН* **115**, 263 (1975).
- [17] А.Л. Семенов. *ЖЭТФ* **114**, 4, 1407 (1998).