Յայաստանի ԳԱԱ Տեղեկագիր.

1994

Журнал издается с 1966 г. Выходит 6 раз в год на русском, армянском и английском языках.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор Э. Г. Шароян, зам. главного редактора Вил. М. Арутюнян А. А. Ахумян Г. А. Вартапстян Э. М. Казарян А. О. Меликян А. Р. Мкртчян

- В. О. Папанян
- А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

พบคนจานงนบ งกุโคงคน

- վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
- է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
- Վիլ.Մ. Հարությունյան
- Ա. Ա. <ախումյան
- <. <. Վարդապետյան
- է. Մ. Ղազարյան
- Ա. <. Մելիբյան
- Ա. Ռ. Մկրտչյան
- վ. Օ. Պապանյան
- Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

- VI.M. Aroutiounian, editor-in-chief
- E. G. Sharoyan, associate editor
- Vil.M. Harutynyan A. A. Hakhumyan
- H. H. Vartapetian
- E. M. Kazarian
- A. O. Melikyan
- A. R. Mkrtchyan
- V. O. Papanyan
- A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения. 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն, 375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av., Yerevan, 375019, Republic of Armenia

Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с. 207-217(1994)

УДК 548:537.621 .

О СТАТИСТИКЕ БИНАРНОГО УПОРЯДОЧИВАЮЩЕГОСЯ СПЛАВА В ОДНОМЕРНОЙ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Д. А. БАДАЛЯН, В. М. ГАСПАРЯН, Ереванский государственный университет А. Ж. ХАЧАТРЯН Ереванский государственный инженерный университет

(Поступила в редакцию 19 сентября 1994 г.)

Развита статистико-термодинамическая теория упорядочения бинарного сплава в одномерной квазипериодической решетке. Сначала задача упорядочения рассматривается в рамках наиболее общей неоднородной модели. Получены асимпототические решения при низких, а также высоких температурах. Затем, как частный пример, исследуются термодинамические свойства квазипериодических решеток Фибоначчи. На кривой температурной зависимости теплоемкости у некоторых решеток возникает ранее не известный дополнительный максимум.

1. В связи с обнаружением икосаэдрической симметрии в закаленном бинарном сплаве Al – Mn [1] и недавними экспериментами в квазипериодических сверхструктурах [2-4], в настоящее время уделяется большое внимание исследованию физических свойств квазипериодических одномерных (IД) систем. В качестве простой модели для IД квазипериодической решетки можно использовать "решетку Фибоначчи" (РФ), которая получается из двух "структурных" элементов А и В при многократном применении операции

$$S_{n+1} = S_n \cup S_{n-1}, \ (n \ge 1, S_0 = B, S_1 = A).$$
 (1)

Например, если под А и В подразумевать два отрезка различной длины (2 постоянные решетки), то конструирование РФ, в соответствии с (1), производится по следующей скеме:

Полное число элементов в (n+1)-ом "блоке" определяется числом Фибоначчи f_{n+} , которое выражается обычной формулой

$$f_{n+1} = f_{n-1} + f_n, (n \ge 1, f_0 = f_1 = 1).$$
⁽²⁾

Также могут быть построены более сложные РФ с обобщением (1)

$$S_{n+1} = S_n^x \cup S_{n-1}^y,$$
(3)

где х,у - целые положительные числа. Обобщенные числа Фибоначчи при этом определяются из формулы

$$f_{n+1} = x \cdot f_{n-1} + y \cdot f_n$$
 (4)

Отношение $f_n / f_{n-1} = \theta_{x,y}$, при $n \to \infty$ приводит к формуле

$$\theta_{x,y} = \left[y + (y^2 + 4x)^{1/2} \right] / 2$$

В частном случае x = y = 1 получаем "золотую середину": $\theta_{1,1} = (1 + \sqrt{5})/2$.

Спектральные свойства РФ исследованы в ряде работ [5-16]. Термодинамические свойства изучены на примере изинговской цепочки спинов в нулевом магнитном поле [9, 17]. В качестве элементов А и В использованы пары ближайших спинов с двумя константами взаимодействия. Мы рассмотрим упорядочение атомов двух типов в IД квазипериодической решетке. В этом случае должен фигурировать химический потенциал, эквивалентный учету внешнего магнитного поля в модели Изинга.

2.Рассмотрим сплав замещения, состоящий из атомов двух сортов, которые выстроены в одномерную цепочку с произвольными неравными взаимодействиями между ближайщими атомами (неоднородная модель). Выпишем гамильтониан бинарного сплава с парным взаимодейстием.Введем величину $V_{12}(j,j')$ - энергию взаимодейстия атомов сорта 1 в узле *j* и сорта 2 в *j'*; $V_{11}(j,j')$ энергию взаимодейстия атомов сорта 1 в *j* и *j'*; $V_{22}(j,j')$ - энергию взаимодействия атомов сорта 2 в *j* и *j'*. Легко видеть, что

 $V_{\alpha\alpha'}(j,j') = V_{\alpha\alpha'}(j',j) = V_{\alpha'\alpha}(j,j') \quad (\alpha,\alpha'=1,2).$

S. M. S. Samo

Интересующая нас часть гамильтониана, зависящая от расположения атомов, примет вид:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{j,j'} \{V_{11}(j,j')c_jc_{j'} + V_{12}(j,j')c_j(1-c_{j'}) + V_{21}(j,j') \bullet \\ \bullet (1-c_j)c_{j'} + V_{22}(j,j')(1-c_j)(1-c_{j'})\} , \qquad (5)$$

где C_j -случайные функции, равные единице, если в узле jнаходится атом сорта 1 и равные нулю, если в узле j находится атом сорта 2 [18]. Далее удобно вместо C_j ввести величины σ_j , равные +1, если узел j занят атомом 1, и -1, если он занят атомом 2. Так что $c_j = (1+\sigma_j)/2$. Преобразуя (5) и учитывая взаимодействие лишь ближайших соседей, получим гамильтониан неоднородной модели бинарного сплава:

$$H = H_0 - \sum_{J=1}^{N} \phi_J \sigma_J - \sum_{J=1}^{N} W_J \sigma_J \sigma_{J+1} \quad .$$
 (6)

Здесь Но-константа, не зависящая от конфигурации атомов,

$$\phi_{j} = 1/4 \sum_{j} [V_{22}(j,j') - V_{11}(j,j')], \quad (j' = j+1),$$

-4W_j = V₁₁(j,j+1) + V₂₂(j,j+1) - 2V₁₂(j,j+1)

-энергия смешения (если $2V_{12} < V_{11} + V_{22}$, то атомы 1 и 2 стремятся чередоваться друг за другом). Имеет место условие сохранения числа атомов:

$$\sum_{j=1}^{N} \sigma_j = (2c-1)N, \tag{7}$$

где $c = N_1 / N$ - концентрация атомов 1, N_1 - число атомов 1, N полное число атомов. Подчеркнем, что возникновение зависящего от узла *j* локального поля ϕ_j в (6) связано с нарушением трансляционной симметрии в неоднородной модели.

Статистическая сумма бинарного сплава, отвечающая гамильтониану (6), имеет вид

$$Z = \sum_{\sigma_1 = \pm 1} \dots \sum_{\sigma_N = \pm 1} \exp \left\{ \beta \sum_j (\mu + \phi_j) \sigma_j + \beta \sum_j W_j \sigma_j \sigma_{j+1} \right\},$$
(8)

где $\beta = 1/k_B T$ - обратная, температура, μ -химический потенциал, определяемый из условия сохранения числа частиц (7).

Для однородной модели $(W_1 = W_2 = ... = W, \phi_j = const)$ расчет Z обычно производится матричным методом (см., напр., [19]). Следуя этому методу, введем матрицу переноса P_j второго порядка с матричными элементами

$$P_{j}(\sigma_{j},\sigma_{j+1}) = \exp(\widetilde{\mu}_{j}\sigma_{j} + \widetilde{W}_{j}\sigma_{j}\sigma_{j+1}), \qquad (9)$$

где $\sigma_j = \pm 1$ определяет две строки, а $\sigma_{j+I} = \pm 1$ два столбца матрицы $P_j (\widetilde{\mu}_j = \beta (\mu + \phi_j), \widetilde{W}_j = \beta W_j)$. Тогда $P_j = \begin{pmatrix} \exp(\widetilde{\mu}_j + \widetilde{W}_j) & \exp(\widetilde{\mu}_j - \widetilde{W}_j) \\ \exp(-\widetilde{\mu}_j - \widetilde{W}_j) & \exp(-\widetilde{\mu}_j + \widetilde{W}_j) \end{pmatrix}$ (10)

Теперь Z замкнутой цепочки атомов
$$\sigma_I = \sigma_{N+I}$$
 запишется в виде
 $Z = \sum_{\sigma_I=\pm 1} \dots \sum_{\sigma_{N+I}=\pm 1} P(\sigma_1, \sigma_2) P_2(\sigma_2, \sigma_3) \dots P_N(\sigma_N, \sigma_1) =$

$$= Sp P_1 P_2 \dots P_N = Sp P.$$

(11)

В однородной модели все матрицы переноса одинаковы и $P=P_j^N$. Следующая ступень в обычном подходе - определение суммы диагональных элементов (или следа) матрицы $P=P_j^N$, которое сводится к нахождению максимального собственного значения P_j . Однако для сплава с неоднородным взаимодействием матрицы P_j не коммутируют между собой и мы сталкиваемся со сложной проблемой вычисления произведения практически бесконечного числа произвольных двухрядных матриц. В этом и заключается главная трудность решения поставленной задачи.

Чтобы упростить задачу, преобразуем (11) к виду (см. Приложение)

$$Z = K(\mu, T) \prod ch \widetilde{W}_{j} , \qquad (12)$$

y partition of including

and the second

где

$$K_{(\mu, T)} = \sum_{\{S_{r}\}=1}^{2} \prod_{j'=1}^{N} \lambda_{S_{j}}^{(j')} \cdot a_{1}(S_{1}S_{2})a_{2}(S_{2}S_{3})...a_{N}(S_{N}S_{1}), \quad (13)$$

$$\lambda_{i(2)}^{(j')} = \exp(\mp \tilde{\mu}_{j'}), a_j(S_j, S_{j+1}) = 1 + \varepsilon_j \exp i\pi(S_j + S_{j+1}),$$

 $\varepsilon_j = th \widetilde{W}_j$. Равенство (12) при $\mu = \phi_j = 0$, $\lambda_{S_j}^{(J')} = 1$, $\sum_{\{S_i\}} a_1 a_2 \dots a_N = 2^N (1 + \prod_j \varepsilon_j)$ приводит (для больших N) к

известному результату для неоднородной модели Изинга в нулевом магнитном поле:

$$Z_0 = 2^N \prod_j ch \widetilde{W}_j, \qquad (14)$$

полученному в [20] другим способом. В случае бинарного сплава получение замкнутого выражения для (13), даже при эквиатомном составе (*c* = 0,5) столь же сложно, что и вычисление исходного выражения (11). Однако с помощью (12) можно рассчитать термодинамические функции неоднородной модели сплава в предельных случаях высоких и низких температур.

При низких температурах ($\widetilde{W}_j >> 1$) $\varepsilon_j \cong 1$. Введем матрицу переноса \overline{a}_j с матричными элементами

$$\overline{a}_{j}(S_{j}, S_{j+1}) = \sqrt{\lambda_{S_{j}}^{(j)} \lambda_{S_{j}}^{(j+1)}} \Big[1 + \exp i\pi (S_{j} + S_{j+1}) \Big].$$
(15)

Матрица а, имеет вид

$$\overline{a}_{j} = \begin{pmatrix} 2 \exp[-1/2(\widetilde{\mu}_{j} + \widetilde{\mu}_{j+1})] & 0\\ 0 & 2 \exp[1/2(\widetilde{\mu}_{j} + \widetilde{\mu}_{j+1})] \end{pmatrix}$$
(16)

Функция K(µ, T) представляет собой след от произведения коммутирующих матриц (16). Вычисление для больших N дает

$$Z_{\mu\nu\alpha\kappa} = Z_0 \exp\beta(N\mu + \sum_{j'} \phi_{j'}).$$
⁽¹⁷⁾

При высоких температурах $(\widetilde{W}_j << 1) \ \varepsilon_j \approx 0$, $\overline{a}_j(S_j, S_{j+1}) \cong 1$, тах что $K(\mu, T) \approx \alpha^N \prod_{\mu} ch \widetilde{\mu}_j$. Следовательно,

Ashers & hopey the 3 status

Containing to BURGE Address and the

$$Z_{\rm nuc} = Z_0 \prod_{j} ch \widetilde{\mu}_{j'}.$$

(18)

При промежуточных значениях \widetilde{W}_{j} произведение величин a_{j} удобно представить в виде $a_1a_2...a_N = 1 + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N} A_j^{(J)}$, где $A_j^{(J)}$ есть I- й главный минор J-го порядка определителя

а суммирование по І распространяется на все главные миноры этого порядка. Например, в приближении, когда учитываются лишь главные миноры первого порядка, получим

$$Z = Z_0[(1+\hat{R})\prod_{j'}ch\tilde{\mu}_{j'}],$$
(19)

где
$$\hat{R} = \sum_{I=I}^{N} \varepsilon_{I} \partial^{2} I \partial \widetilde{\mu}_{I} \partial \widetilde{\mu}_{I+I}, \quad (\widetilde{\mu}_{N+1} = \widetilde{\mu}_{1}).$$

3. Описание упорядочения атомов в РФ представляет собой частный случай модели с неоднородным взаимодействием. Допустим, что каждая функция $V_{aa}(j,j+1)$ может принимать только два значения $V_{aa'}(A)$ и $V_{aa'}(B)$. Соответственно $W_{i} = (W_{A}, W_{B})$ и ф, = (ф, , ф,). Предположим, что последовательности этих величин подчиняются правилу (1). Обозначим число A -связей в (n+1)-ом "блоке" через $N_{n+1}^{(A)}$, а число *В*-связей - через $N_{n+1}^{(B)}$. Отношение $N_{n+1}^{(A)} / N_{n+1}^{(B)} = f_n / f_{n-1}$ (см. также схему, приведенную в начале статьи). Доля А-связей в "блоке" S_∞ определяется величиной P.

$$P_{x,y} = \lim_{n \to \infty} N_{n+1}^{(A)} / (N_{n+1}^{(A)} + N_{n+1}^{(B)}) = \theta_{x,y} / (1 + \theta_{x,y}).$$
(20)

Число A-связей $N^{(A)}$ и число B-связей $N^{(B)}$ в РФ из N узлов равно

$$N^{(A)} = P_{x,y}N, \quad N^{(B)} = (1 - P_{x,y})N.$$
 (21)

Используя (17), (18), (21), получим статистическую сумму бинарного сплава в РФ при низких и высоких температурах:

$$Z_{\Pi M B K}^{\phi} = Z_{0}^{\phi} \exp \left\{ N\beta \left[\mu + P_{x,y} \phi_{A} + (1 - P_{x,y}) \phi_{B} \right] \right\},$$
(22)

$$Z^{\phi}_{\text{HMC}} = Z^{\phi}_{0} [ch\beta(\mu + \phi_{A})]^{P_{x,y}N} [ch\beta(\mu + \phi_{B})]^{(1-P_{x,y})N}, \qquad (23)$$

$$Z_0^{\phi} = 2^N (ch\widetilde{W}_A)^{P_{x,y}N} (ch\widetilde{W}_B)^{(1-P_{x,y})N}$$

Свободная энергия на один узел дается выражениями:

$$N^{-1} F_{HBSE}^{\phi} = \varphi_0 - \left[\mu + P_{x,y} \phi_A + (1 - P_{x,y} \phi_B)\right], \qquad (24)$$

$$N^{-1} F_{\phi_{BLC}} = \varphi_0 - \beta^{-1} [P_{x,y} \ln ch\beta(\mu + \phi_A) + (1 - P_{x,y}) \ln ch\beta(\mu + \phi_B)]$$

$$(25)$$

Здесь
$$\varphi_0 = -\beta^{-1} [P_{x,y} \ln 2ch \widetilde{W}_A + (1 - P_{x,y}) \ln 2ch \widetilde{W}_B].$$
 (26)

Уравнение для нахождения μ получается из формул (7), (8): $\beta^{-1} \partial \ln Z / \partial \mu = N(2c-1)$. (27)

Подставляя (24) в (27), можно легко убедиться, что эти уравнения совместимы, если $\mu = const$, c=0,5 (другая возможность c=1. μ - произвольная функция, не имеет физического смысла). Отсюда следует, что второе слагаемое в (24) является несущественной константой. При высоких температурах из (25), (27) получим

$$P_{x,y}h\beta(\mu + \phi_A) + (1 - P_{x,y})h\beta(\mu + \phi_B) = 2c - 1.$$
(28)

Придавая величинам ϕ_A , ϕ_B , с, $P_{x,y}$ конкретные значения, получим зависимость μ от T.

Для иллюстрации влияния квазипериодичности решетки на термодинамические свойства мы рассмотрим теплоемкость РФ. Для большей наглядности исследуем точно решаемую модель Изинга в нулевом поле. Свободная энергия этой модели [17] совпадает с выражением (26), если под W_A , W_B подразумевать обменные интегралы J_A и J_B . Ход С(Т) теплоемкости получим дифференцированием (26) дважды по температуре:

$$C/k_{\rm B}N = [P_{x,y}\widetilde{W}_A^2 sch^2 \widetilde{W}_A + (1 - P_{x,y})\widetilde{W}_B^2 sch^2 \widetilde{W}_B].$$
(29)

Пользуясь формулой (29), можно найти зависимость приведенной теплоемкости от T при различных значениях $v = W_B / W_A$ и $P_{x,y}$. Эта зависимость показана на рисунке. Здесь видно, что по сравнению с обычной моделью Изинга (кривая 1) [21] высота максимума C уменьшается и несколько смещается в сторону низких T (при уменьшении v). Однако, главное различие заключается в том, что при самых низких температурах и малых значениях vвозникает дополнительный максимум. Этот максимум сглаживается с уменьшением $P_{x,y}$. Ход теплоемкости характеризует скорость изменения степени ближнего порядка в кристалле. Таким образом, квазипериодичность решетки приводит хотя и к небольшому, но неожиданному изменению поведения ближнего порядка в РФ при низких температурах.



Рис.1. Зависимость теплоемкости в нулевом поле от температуры $\tau = k_{\rm B}T/W_A$ для линейной цепочки спинов. 1- идеальная решетка (v = 1);2 - $P\Phi(v = 0.5, x = 1, y = 1)$. 3 - $P\Phi(v = 0.2, x = 1, y = 1)$; 4 - $P\Phi(v = 0.2, x = 1, y = 3)$. Проведение исследования, описанного в этой публикации, во многом стало возможным благодаря Гранту N^o MVLOOO от Международного Научного Фонда.

приложение

Мы будем действовать по индукции, начав с выражения $Z^{(3)} = S_P P_1 P_3$ Непосредственной проверкой можно убедиться, что

$$Z^{(2)} = SpP_1P_2 = SpL_1G_1L_2G_2, \tag{II.1}$$

где

$$L_{i} = \begin{pmatrix} ch\widetilde{\mu}_{j} & -sh\widetilde{\mu}_{j} \\ -sh\widetilde{\mu}_{j} & ch\widetilde{\mu}_{j} \end{pmatrix};$$

$$G_{j} = \begin{pmatrix} 2ch\widetilde{W}_{j} & 0 \\ 0 & 2sh\widetilde{W}_{j} \end{pmatrix}.$$
(II.2)

Запишем (П.1) в виде

$$Z^{(2)} = \sum_{k,g,m,s} (L_1)_{kg} (G_1)_{gm} (L_2)_{ms} (G_2)_{tk}, \qquad (\Pi.3)$$

где $(L_j)_{kg}$ — матричный элемент L_j . Выразим матричные элементы оператора L_j через билинейное разложение

$$(L_{j})_{kg} = \sum_{S_{j}=1}^{2} \lambda_{S_{j}}^{(j)} V_{S_{j}}^{k} V_{S_{j}}^{g} , \qquad (\Pi A)$$

где $V_{S_j}^k$ - собственый вектор, $\lambda_{S_j}^{(j)}$ - собственные значения оператора L_j . Матрице L_j отвечают следующие собственные значения и собственные векторы:

$$\lambda_{1}^{(J)} = \exp(-\tilde{\mu}_{J}), \quad \lambda_{2}^{(J)} = \exp(\tilde{\mu}_{J}),$$
$$V_{1}^{*} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{1}\right), \quad V_{2}^{*} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{-1}\right).$$

Аналогично

AND AND CONCRETE ME SHALLS

$$(G_{J})_{gm} = \sum_{l_{j}}^{2} \gamma_{l_{j}}^{(J)} U_{l_{j}}^{*} U_{l_{j}}^{m} , \qquad (\Pi.6)$$

(11.5)

LOCAL TO USE BALLON PLACETING INC. IN

$$\gamma_{1}^{(j)} = 2ch\widetilde{W}_{j}, \qquad \gamma_{2}^{(j)} = 2sh\widetilde{W}_{j} \qquad (\Pi.7)$$

The transactions

$$U_1^{\mathfrak{g}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \qquad U_2^{\mathfrak{g}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Подставляя (П.4), (П.6) в (П.3), получим

$$Z^{2} = \sum_{S_{1}S_{2}I_{1}I_{2}} \lambda_{s_{1}}^{(1)} \lambda_{s_{2}}^{(2)} \gamma_{I_{1}}^{(1)} \gamma_{I_{2}}^{(2)} Q_{S_{1}I_{1}} Q_{I_{1}S_{2}} Q_{S_{2}I_{2}} Q_{I_{2}S_{1}}, \qquad (\Pi.8)$$

где $Q_{l,S_{i}} = \sum_{k=1}^{2} U_{l_{i}}^{k} V_{S_{i}}^{k}$. Используя (П.5), (П.7), находим

$$Q_{l_{f}S_{J'}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta_{l_{J},1} - \delta_{l_{J},2} \exp i\pi S_{J'} \right)$$
(II.9)

($\delta_{l\,k}$ - символ Кронекера). Вычисление (П.8) дает

$$Z^{(2)} = ch\widetilde{W}_{1}ch\widetilde{W}_{2}\sum_{S_{1}S_{2}}\lambda^{(1)}_{S_{1}}\lambda^{(2)}_{S_{2}}a_{1}(s_{1},s_{2})a_{2}(s_{1},s_{2}), \qquad (\Pi.10)$$

$$r_{\pi e} \alpha_{J}(s_{J}, s_{J'}) = 1 + \varepsilon_{j} \exp i\pi(s_{J} + s_{J'}); \quad \varepsilon_{j} = \gamma_{2}^{J} / \gamma_{1}^{J}$$

Формула (П.10) немедленно обобщается на общий случай $Z = Z^{(N)}$.

(5.1年)

ЛИТЕРАТУРА

- D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias , J.W. Cahn. Phys. Rev. Lett., 53, 1951 (1984).
- 2. R. Merlin, K. Bajema, F. Y. Juang et al. Ibid., 55, 1768 (1985).
- 3. J. Todd, R. Merlin, R. Clarke et al. Ibid., 57, 1157 (1986).
- M.W.C. Dharma-Wardana, A.H. MacDonald, D.J. Lockwood et al. Ibid., 58, 1761 (1987).
- 5. M. Kohmoto, L.P. Kadanoff, C. Tang. Ibid., 50, 1870 (1983).
- 6. M. Kohmoto, J.R. Banavar. Phys. Rev., B 34, 563 (1986).
- 7. M. Kohmoto, C. Tang. Ibid., 34, 2041 (1986).
- 8. F. Nori, J. P. Rodriguez. Ibid., 34, 2207 (1986).
- 9. J. P. Lu, T. Odagaki, J.L. Birman. Ibid., 33, 4809 (1986).
- 10. M Kohmoto, B. Sutherland, C. Tang. Ibid., 35, 1020 (1987).
- 11. M. Holzer. Ibid., 38, 5756 (1988).
- 12. G. Gumbs, M.K. Ali. Phys. Rev. Lett., 60, 1081 (1988).
- 13. J.Q.You, Q.B. Yang. J. Phys. Condens. Matter, 2, 2093 (1990).

- 14. H.Botter, G. Kasner. Phys. stat. sol.(b), 162, 489 (1990).
- 15. L.N. Gumen, O.V. Usatenko. Ibid., 162, 387 (1990).
- 16. P.K.Ghosh. Phys. Lett., A., 161, 153 (1991).
- 17. P.K. Ghosh. Ibid., 189, 275 (1989).
- 18. А.Г. Хачатурян. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974.
- 19. М.А. Кривоглаз, А.А. Смирнов. Теория упорядочивающихся сплавов. М.: Физматтиз, 1958.
- 20. Г.Стенли. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973.
- 21. H.A. Kramers, G.H. Wannier. Phys. Rev., 60, 252 (1941).

ON STATISTICS OF BINARY ORDERED ALLOY IN ONE-DIMENSIONAL QUASIPERIODICAL LATTICE D.A.BADALIAN, V.M. GASPARIAN, ASH, GH. KHACHATRIAN

The statistical - thermodynamical theory of ordering of binary alloy in the one-dimensional quasiperiodical lattice is developed. At the beginning, the problem of ordering is considered in case of more general ununiform model. The asymptotic solutions for low and high temperatures are obtained. Then, the obtained results are applyed to the thermodynamical properties of quasiperiodical Fibbonachy's lattices. A formerly unknown additional maximum arises on the curve of the temperature dependence of heat capacity in some lattices.

ՄԻԱՉԱՓ ՔՎԱՁԻՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՑԱՆՑԻ ԲԻՆԱՐ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎՈՂ ՀԱՄԱՉՈւԼՎԱԾՔԻ ՎԻճԱԿԱԳՐՈւԹՅԱՆ ՄԱՄԻՆ

A.U. PUAULAUN, J.U.AUUMURAUN, U.A.MUQUSPAIN

Չարգացված է միաչափ բվազիպարբերական ցանցում բինար համաձուլվածքի կարգավորման վիճակագրական ջերմադինամիկական տեսություն։ Սկզբում խնդիրը դիտարկվում է ամենաընդհանուր, ոչ համասես մոդելի դեպքում։ Ստացված են ասիմպտոտիկ լուծումներ ցածր և բարձր ջերմաստիճանների համար։ Այնուհետև, որպես մասնավոր օրինակ, ուսումնասիրվում են Փիբոնաչիի քվազիպարբերական ցանցերի համար, ջերմունակության ջերմաստիճանային կախվածության կորի վրա հայտնվում է նախկինում անհայտ լրացուցիչ մաքսիմում։ Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с. 218-224 (1994) УДК 539.186.3:546.33

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В АТОМАРНОМ НАТРИИ ДЛЯ СЛАБОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ

А.М.БАДАЛЯН, В.О.ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении (Поступила в редакцию 12 декабря 1994 г.)

Изучено прохождение фона люминесценции лазера на красителе через пары атомарного натрия, находящиеся между скрещенными поляризаторами в продольном постоянном магнитном поле. Получены спектры прошедшего излучения при различных значениях плотности числа атомов натрия и приведены выражения, хорошо описывающие эти спектры.

Исследование спектра пропускания атомарных паров, помепенных между скрещенными поляризаторами в постоянное магнитное поле, дает очень чувствительную методику определения раздичных констант. Например, в [1,2] по такой методике измерены поперечные сечения столкновений атомов натрия с атомами буферного газа в ударной области спектра, в [3] получена зависимость этих сечений от частоты на крыльях контуров линий D_{1,2} а в [4] измерен контур линий, с помощью которого рассчитаны параметры разностного потенциала квазимолекул NaHe и NaAr.

Аналогичные исследования стали проводиться в последние годы с целью получения узкополосных магнитооптических фильтров. В работе [5] получено узкое 85 %-ное пропускание в парах *Na* в сильном магнитном поле на частотах переходов 4P_{1/2} - 4P_{1/2}, 3/2. В [6] магнитооптический фильтр получен в парах цезия в голубой области спектра. В этих случаях фильтром служит кювета с парами щелочного металла, помещенная в магнитное поле. Более широкие возможности практического применения можно получить, если в качестве фильтра рассматривать атомы в магнитном поле и одновременно в поле перестраиваемого лазерного излучения.

214

В настоящей работе исследуется прохождение слабой волны с широким спектром через кювету с парами натрия в поле перестраиваемого лазерного излучения и в постоянном, однородном продольном магнитном поле. Рассмотрен спектр прошедшего излучения, когда кювета находится между скрещенными поляризаторами.

B экспериментальной установке излучение от лазера на красителе (родамин 6Ж), имеющее узкий мощный пик и широкий фон люминесценции, коллимируется в металлическую кювету, содержащую пары натрия, после чего регистрируется спектрографом ИСП-51 с камерой УФ-90. Пик излучения лазера имеет спектральную ширину 0.1 см⁻¹ и плотность мощности 0.7 MBT/см². Он может перестраиваться в области от 5800 до 6100 А. перекрывающей обе D-линии атома натрия. Фон люминесценции имеет спектральную ширину порядка 150 см⁻¹ и спектральную плотность мощности примерно 100 Вт/А.см². Длина взаимолействия коллимированного светового пучка с атомами составляет 10 см, а температура паров варьируется от 180 до 400° С. Катушки Гельмгольца обеспечивают магнитное поле 100 Гс, поляризаторами являются призмы Глана.

Интенсивность регистрируемого излучения на частоте ω определяется выражением [1-4,7]

$$I = I_{a} exp(\alpha(\omega)l) sin^{2}(f(\omega)l), \qquad (1)$$

где α(ω) и f(ω) – соответственно коэффициент поглощения и удельный угол поворота плоскости поляризации, *[* – длина взаимодействия. Выражение (1) написано при пренебрежении круговым дихроизмом, т.е. может быть применено для частот, достаточно далеких от точных резонансов с каким-либо из переходов.

Выражения для α(ω) и f(ω), а также формула (1) исследовались в [1-3,7] для случая двухуровневого атома. В этом случае условие основного максимума выражения (1) имеет вид

$$\frac{1}{x^2 + \Gamma_2^2 / 4\Delta^2} = \frac{a}{N\Omega} \operatorname{arctg} \frac{8\Omega}{3\Gamma_2},$$

(2)

где $a=6\pi\Delta^2/\lambda^2 {}_2\Gamma_{N2}$ /, $x=(\omega_2-\omega)/\Delta$, λ_2 и ω_2 - соответственно длина волны и частота перехода двухуровневого атома, Γ_{N2} - радиационная ширина возбужденного уровня, Γ_2 - ширина линии поглощения, Δ - частотный интервал между компонентами D-дублета, N - плотность числа атомов, Ω - ларморова частота. Индекс "2" относится к возбужденному состоянию атома.

При написании выражения (2) предполагалось, что магнитное поле достаточно слабое, чтобы можно было пренебречь зеемановским сдвигом уровней (Ω << Δ) (это хорошо выполняется в настоящем эксперименте, т.к. в поле 100 Гс Ω ≈1.4.10⁸с⁻¹, а ∆ ≈17см⁻¹), и что лазерное излучение достаточно далеко от резонанса с какимлибо из рассматриваемых переходов, чтобы можно было пренебречь эффектами интенсивности, в частности, заселением возбужденных состояний. В настоящей работе мы не рассматриваем эффекты интенсивности при прохождении слабого излучения, т.е. исследуем последнее при значениях расстройки лазерного излучения, существенно превышающих частоту Раби. Не рассматривается также резонансное прохождение самого лазерного излучения. Эффектам интенсивности и заселения возбужденных состояний будут посвящены отдельные публикации. Кроме того, выражение (2) написано для первоначально неполяризованного атома и линейно поляризованного падающего излучения.

Из формулы (2) следует, что при наличии магнитного поля и скрещенных поляризаторов спектр прошедшего излучения содержит четыре максимума - по два вблизи каждой из линий поглощения D₁, D₂, причем каждая пара максимумов симметрична относительно центра соответствующей линии. Эти максимумы различимы на используемом спектрографе, начиная с плотностей порядка 10¹⁴ см⁻³. Однако и при меньших плотностях расстояния максимумов от центров линий значительно превышают ширину линии поглощения Г₂, т.е. последней можно пренебречь в знаменателе левой части выражения (2). Тогда для величины расщепления (расстояния между максимумами) имеем

$$\delta x = 2 \delta_{+} x = 2 \delta_{-} x = 2 \sqrt{\frac{\Omega}{a}} N \left(\operatorname{arctg} \frac{8\Omega}{3\Gamma_{2}} \right)^{-1} \quad . \tag{3}$$

Заметим, что формулы (2) и (3) написаны для перехода $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$. Для другого перехода надо заменить множитель 6 на 7/24 в величине а и 8/3 на 7/3 под знаком арктангенса.

При выполнении условия 8Ω >> 3Г₂ имеем (8Ω /3Г₂)≈π/2 и величина расщепления прямо пропорциональна √N : δx∞√N . Если же выполняется обратное неравенство, то получаем δx∞√NГ₂.

Ширина линии поглощения Γ_2 в условиях атомарных паров значительно превышает радиационную ширину Γ_{N2} , равную для уровня $4P_{1/2}$ 6.7·10⁷c⁻¹, она определяется либо тепловым движением атомов (допплеровская ширина), либо столкновениями. В настоящем эксперименте осуществляется оптически плотный слой, и эквивалентная ширина линии более чем в десять раз превышает допплеровскую, так что допплеровское уширение можно не учитывать (см. [3]). Тогда величина Γ_2 обусловлена столкновениями между атомами Na и равна $\Gamma_2 = \sigma N \nu$, где σ - поперечное сечение столкновений, а ν - относительная скорость атомов. Таким образом, Γ_2 пропорциональна N и, следовательно, $\Delta x \propto N$ при $8\Omega << 3\Gamma_2$, т.е. при увеличении плотности рост расщепления, предсказываемого формулой (3), должен меняться с корневого на линейный.

Ширина линии поглощения и плотность числа атомов вычислялись в настоящем эксперименте независимым образом по измерениям эквивалентной ширины и интенсивностей максимумов (см. [1-3]), при этом силы осцилляторов переходов и длина взаимодействия считались известными.

221

and all small maine

395 1 4 5 5 5 1 1 S.

Описанная спектральная картина хорошо наблюдается на эксперименте вместе с корневой зависимостью расщепления от плотности в интервале 10¹³ - 5·10¹⁴ см⁻³. При плотности 8 · 10¹⁴ см⁻³ (335⁰C) имеем δ₊x = δ₋x = 1.8 см⁻¹ для линии D₁ и 2.6 см⁻¹ - для D₂. Линейный рост, согласно оценкам по приведенным формулам, должен наблюдаться, начиная с плотностей ≥ 10¹⁵ см⁻³.

Измерения, однако, показывают отклонение от линейного роста. Кроме того, начиная с указанных плотностей, наблюдается асимметрия расщепления: $\delta_{+}x \neq \delta_{-}x$. Так, при плотности $2.4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ измерения по спектрограмме дают $\delta_{-}x = -7$ см⁻¹, $\delta_{+}x = 4$ см⁻¹ для линии D₁ и, соответственно, - 6 и 9 см⁻¹ – для D₂, т.е. внутренние компоненты дублетов расположены ближе к центрам линий, чем внешние. Таким образом, выражение (2) при плотностях \geq 10^{15} см⁻³ не описывает наблюдаемую на эксперименте спектральную картину.

Причина заключается в неприменимости двухуровневой модели при рассмотрении областей спектра в интервале между линиями D_1 и D_2 на расстояниях от центров этих линий, сравнимых с величиной Δ (приведенные результаты дают $(\delta_{+x})D_1 + |(\delta_{-x})|D_2 = 10$ см⁻¹ при $\Delta = 17$ см⁻¹). В этой области плотностей необходимо учитывать оба перехода $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ и $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$. Расчет в этом случае при сохранении всех вышеперечисленных приближений дает вместо (2) следующую формулу:

$$\frac{1}{x^{2}} + \frac{P}{(x+1)^{2}} = \frac{a}{N\Omega} \operatorname{arctg} \left[\frac{8\Omega}{3\Gamma_{2}} \frac{(x+1)^{3} + Px^{3}}{(x+1)^{3} + qx^{3}} \right],$$
(4)

где p = $(7/4)(\lambda_3^2\Gamma_{N3}/\lambda_2^2\Gamma_{N2})$, q = p $(8\Gamma_3/7\Gamma_2)$. Индекс "2" в (4) относится к переходу $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$, а индекс "3"-к переходу на $4P_{3/2}$. Асимметрия в формуле (4) видна, а расчет дает хорошее совпадение с измерениями по спектру.

При дальнейшем росте плотности (более, чем 5·10¹⁵ см⁻³) формула (4) дает еще одну точку максимума, расположенную примерно посередине между внутренними по спектру фарадеевскими максимумами и имеющую приблизительно равную им интенсивность. Наличие этой точки подтверждается на эксперименте. Для примера на рис.1 показана спектрограмма, снятая при плотности $5.6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (400^{0} C). Измерения по приведенному спектру дают $\delta_{-x} = 6$ см⁻¹, $\delta_{+x} = 5$ см⁻¹ для D₁ и $\delta_{-x} = 5.5$ см⁻¹, $\delta_{+x} = 9$ см⁻¹ для линии D₂. Приведенные цифры удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле (4).



Рис. 1. Интерферограмма спектра пропускания паров натрия при скрещенных поляризаторах: $\Omega = 1.4 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ при N = 5.6 \cdot 10^{15} cm^{-3}.

Таким образом, приведенные результаты дают эволюцию спектральной картины пропускания паров натрия в магнитном поле при скрещенных поляризаторах при изменении плотности от 1.5·10³ до 5.6·10¹⁵ см⁻³. Вид картины и измерения, относящиеся к фарадеевским максимумам, описываются при малых плотностях формулами (2), (3), а при больших плотностях – формулой (4), учитывающей оба перехода основного дублета атома натрия.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, А.А. Дабагян, М.Е. Мовсесян. ЖПС, 45, 369 (1986).
- 2. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, М.Е. Мовсесян. Изв. АН Арм

ССР, Физика, 24, 265 (1989).

- 3. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, М.Е. Мовсесян. Опт. и спектр., 68, 1266 (1990).
- 4. А.М. Бадалян, М.Е. Мовсесян, В.О.Чалтыкян. Опт. и спектр., 76, 900 (1994).
- 5. H. Chen, C.Y. She, P. Searey, E. Korevaar. Opt. Lett., 18, 1019 (1993).
- J. Menders, P. Searey, K. Roff, E. Korevaar. Opt. Lett., 17, 1388 (1992).
- 7. Yeh Pochi. Appl. Opt., 21, 2069 (1982).

ՖԱԲԱԳԵՅԻ ԷՖՖԵԿՏԸ ՆԱՏԲԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԼԱՅՆ ՍՊԵԿՏԲՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄՈՆ ՀԱՄԱԲ Ա.Մ. ԲԱԳԱԼՅԱՆ, Վ.Օ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ներկանյութի լազերի լյումինեսցենցիայի ֆոնի անցումը նաարիումի աստմական գոլորշիների միջով, որը գանվում է խաչված բեեռացուցիչների միջև, երկայնական հաստատուն մագնիսական դաշտում։ Սաացված են անցած ճառագայթման սպեկտրները նատրիումի ատոմների խտության աարբեր արժեքների դեպքում և բերված են մաթեմասիկական արտահայաություններ, որոնք բավականաչափ լավ նկարագրում են այդ սպեկարները։

FARADAY EFFECT IN ATOMIC SODIUM FOR BROADBAND RADIATION A.M. BADALIAN, V.O. CHALTYKYAN

The transmission of luminescence background of a dye laser through the atomic sodium vapor placed between crossed polarizers in a constant longitudinal magnetic field is studied. The transmission spectra are obtained at various values of sodium atom number density and the expressions are given describing obtained spectra to a good accuracy.

in and the second second

the state

and a surger a surger

the state of the second second second

the state with some of the state of

Известия НАН Армении, Физика, т.29, № 6, с.225-232 (1994) УДК 537.26:535.373

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ МОЛИБДАТА СВИНЦА

Н.Р. АГАМАЛЯН, Э.С. ВАРТАНЯН, Р.К. ОВСЕПЯН Институт физических исследований НАН Армении (Поступила в редакцию 10 августа 1994г.)

Исследованы фотоэлектрические свойства кристаллов молибдата свинца, в том числе вольт-амперные характеристики (ВАХ) как темновые, так и при освещении кристаллов. Полученные при освещении кристаллов ВАХ имеют параболическую форму с одним локальным максимумом. Для объяснения такой формы ВАХ предложена модель, использующая теорию многодолинной зоны проводимости Ридли-Уиткинса-Хилсама. Эта модель применена также для интерпретации сцектральных зависимостей фотопроводимости и поглощения кристаллов.

Кристаллы молибдата свинца нашли широкое применение в акустооптических устройствах. Однако к настоящему времени их фотоэлектрические свойства мало изучены. В настоящей работе исследованы спектральные зависимости поглощения и фотопроводимости, а также вольт-амперные характеристики (ВАХ) как темновые, так и при освещении кристаллов молибдата свинца.

Исследуемые кристаллы молибдата свинца выращивались методом Чохральского из шихты, приготовленной твердофазным синтезом по специальной технологии [1] строго стехиометрического состава.

ВАХ кристаллов молибдата свинца исследовались как при однородном освещении кристаллов непрерывным излучением Arлазера ($\lambda = 488$ нм, мощность 6 мВт/см²), так и без освещения (темновая ВАХ). Измерения ВАХ проводились в диапазоне напряженностей внешнего поля ($-5 \div +5$)·10³ В/м. Полный цикл измерения ВАХ осуществляется за 30 с. Кристаллы молибдата свинца относятся к тетрагональной сингонии и одноосны, электроды наносились на грани, перпендикулярные оптической оси кристалла. Электроды изготавливались нанесением на поверх-

ность кристалла слоя углерода или алюминия. Для исключения фотоинжекции электронов приэлектродная часть поверхности кристалла затемнялась. Измерение фотопроводимости кристаллов молибдата свинца осуществлялось при постоянном напряжении 500 В. Излучение галогенной лампы типа КГМ падало на кристалл перпендикулярно приложенному электрическому полю. Измерение спектральной зависимости фотопроводимости осуществлялось на монохроматоре МДР-4. Энергетическая калибровка интенсивности падающего на кристалл света проводилась с помощью пироэлектрического приемника. Регистрация электрического сигнала фотопроводимости осуществлялась с помощью синхронно-фазового усилителя с входным сопротивлением 10⁸ Ом. настроенного на частоту модуляции света (20 Гц). Темновая проводимость кристаллов молибдата свинца измерялась при напряженности поля 10⁴ В/м тераомметром Е6-13А.





При освещении кристаллов молибдата свинца излучением Ar-лазера наблюдается асимметричная BAX, имеющая квадратичный характер (рис. 1). При первоначальном приложении напряжения подъем и спуск происходят по различным траекториям. На ветви подъема напряжения наблюдается BAX N-типа, т.е. На ветви подъема напряжения наблюдается ВАХ N-типа, т.е. имеет место локальный максимум $V_n = 3,8\cdot10^4$ В/м и участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Положение локального максимума не зависит от интенсивности света.

Такая зависимость ВАХ в освещенных кристаллах не является ординарной и имеет место в редких случаях [2,3]. Наблюдаемый нами линейный (омический) характер темновой ВАХ кристаллов молибдата свинца можно объяснить на основе дрейфовой модели переноса зарядов и параболической зоны проводимости [4]. Однако эта модель не объясняет наблюдаемых при освещении кристаллов молибдата свинца ВАХ N-типа и наличие в ней локального максимума.

Для объснения полученных нами экспериментальных данных для кристаллов молибдата свинца была привлечена прыжковая модель переноса зарядов [5,6]. Предполагается, что находящийся на одной из орбиталей комплекса MoO₄²⁻ электрон, будучи возбужден на более высокий энергетический уровень, может туннелировать сквозь потенциальный барьер и перейти на одно из незанятых состояний соседнего аналогичного комплекса без потери энергии. Он может также возвратиться на свое основное состояние. Захваченному такой потенциальной ямой электрону для перескока на соседний комплекс MoO₄²⁻ требуется энергия активации, равная энергии связи полярона.

Поясним образование участка с отрицательной дифференциальной проводимостью на ВАХ, используя теорию Ридли-Уиткинса-Хилсама [7,8]. Предполагая, что зонная структура молибдата свинца имеет несколько долин, из которых одна основная нижняя и несколько верхних, объясним полученную нами в экспериментах ВАХ на основе двухдолинной модели. Согласно нашим предположениям, нижняя долина зоны проводимости заселяется фотоионизированными электронами из валентной зоны. Электроны в основной долине имеют подвижность µ₁ и значительно меньшую подвижность µ₂ во второй, так как перенос заряда в верхних долинах осуществляется за счет прыжкового механизма [6] в отличие от нижней, где перенос происходит дрейфовым путем. При этом плотность тока J описывается формулой [9]

$$J = \frac{9e}{8} \left[\varepsilon \varepsilon_0 \left(\mu_1 \theta_1 + \mu_2 \theta_2 \right) \right] \frac{V^2}{d^3}$$
(1)

где $\theta = n_1/n$ и $\theta = n_2/n_1$ отношения числа свободных носителей в нижней и верхней долинах соответственно к их общему числу; е заряд электрона, d - расстояние между электродами, V - напряжение, приложенное к образцу, є - диэлектрическая проницаемость кристалла, ε_0 - диэлектрическая константа. Множитель 9/8 и квадратичная зависимость от напряжения V между катодом и анодом обусловлены монополярной электронной инжекцией в диэлектриках с одним дискретным уровнем.

При малом значении напряжения внешнего электрического поля V все электроны в кристалле находятся в нижней долине, поэтому концентрация электронов $n = n_1$ и $n_2 = 0$. В этом случае плотность тока определяется первым слагаемым в формуле (1). При достижении напряжением некоторого значения V_n поляроны приобретают энергию, достаточную для кооперативного перехода во вторую (верхнюю) долину, где подвижность их много меньше. Такое перераспределение поляронов между нижней и верхними долинами начинается со значения напряженности внешнего поля V_n и заканчивается при V_m , когда все электроны переходят в верхние долины. Плотность тока определяется вторым слагаемым в формуле (1).

В интервале значений напряженности поля от V_n до V_m имеет место участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Таким образом, полученные в эксперименте ВАХ (рис. 1) могут быть описаны формулой (1). Аппроксимируя с ее помощью кривые ВАХ на участках $0 < V < V_n$ и $V > V_m$, получаем для отношения μ_1/μ_2 значение, изменяющееся в диапазоне от 40 до 80 для различных образцов кристалла молибдата свинца. Приведенная выше качественная картина образования участка отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ предпо-

перераспределение электронов из нижней долины в верхнюю. Однако в реальных кристаллах в результате пространственных флуктуаций проводимости и диэлектрической проницаемости между заряженными областями кристалла возникает дополнительное поле, которое добавляется к внутреннему электрическому полю. Возникшие флуктуации поля на участке отрицательной дифференциальной проводимости нарастают, и напряженность внутреннего локального поля может стать на несколько порялков выше приложенного внешнего поля. В наших экспериментах на участке отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ (рис. 1) ток падает с ростом напряженности электрического поля. В процессе нарастания флуктуаций в кристалле возникают области, где напряженность внутреннего электрического поля становится высокой. Эти области двигаются в направлении движения носителей тока. Характерные времена образования или разрушения этих областей пространственного заряда соответсвуют максвелловскому времени $\tau_m = \varepsilon \varepsilon_0 / \sigma$, где ε - диэлектрическая проницаемость кристалла, во - диэлектрическая константа, о - соответственно фото- или темновая проводимость в случае образования или разрушения пространственного заряда. Для кристаллов молибдата свинца темновая проводимость изменяется в диапазоне от 10⁻¹⁰ до 10⁻¹³ (Ом·м)⁻¹ и т_т - в диапазоне от 10 до 10⁻³ с. Как показали эксперименты по измерению ВАХ, при обратном ходе внешнего напряжения раньше, чем за время тт, участок отрицательного дифференциального сопротивления не наблюдается.

Нами были также исследованы спектральные зависимости поглощения и фотопроводимости кристаллов молибдата свинца. На рис. 2 показана полученная нами спектральная зависимость удельной фотопроводимости $\Delta \sigma/I$, $(Om \cdot Br)^{-1}$ номинально чистых кристаллов молибдата свинца с характерной полосой фотопроводимости, имеющей максимум на ~ 390 нм и обусловленной прямым переходом зона-зона. Максимальное значение удельной фотопроводимости в исследованных номинально чистых кристаллах составляло 1,2·10⁻⁸ (Om ·Br)⁻¹. Введение примесных ионов железа





(0,05 мас.%) и эрбия (0,1; 0,3 и 0,6 мас.%) в кристаллы молибдата свинца привело к резкому уменьшению фотопроводимости в максимуме, соответственно на 2 и 3 порядка. Значение темновой проводимости, измеренное для исследованных номинально чистых кристаллов, составляло величину ~ $1\cdot10^{-11}$ (Ом·м)⁻¹. Она совпадает с известными данными для кристаллов молибдата свинца [10]. Для прозрачных диэлектриков это – аномально высокое значение темновой проводимости. С введением ионов *Fe* в кристаллы молибдата свинца величина темновой проводимости становится равной ~ $1\cdot10^{-13}$ (Ом·м)⁻¹. Ионы *Fe* существенного влияния на величину темновой проводимости не оказывают.

Отжиг на воздухе (700⁰C, 4 часа) номинально чистых кристаллов молибдата свинца не приводит к существенному изменению величины удельной фотопроводимости, несмотря на резкое уменьшение (на 2 порядка) значения темновой проводимости этих кристаллов.

Для широкого класса материалов [11] спектральные кривые фотопроводимости области фундаментального поглощения для кристаллов с двумя параболическими зонами проводимости могут быть описаны выражением: $\alpha = \begin{cases} 0 & \text{при } hv \leq E_1 \\ C_1 (hv - E_1)^{1/2} & \text{при } E_1 < hv \leq E_2 \\ C_1 (hv - E_1)^{1/2} + C_2 (hy - E_2)^{1/2} & \text{при } E_2 < hv \end{cases}$

где C₁ и C₂ - константы, характеризующие кривизну соответственно нижней и верхней долин зоны проводимости или массу полярона в соответствующей зоне проводимости, E₁ и E₂ - энергетические щели от потолка валентной зоны до дна соответствующей долины зоны проводимости, hv - энергия фотона возбуждающего света.

Учитывая, что подвижность поляронов в первой зоне существенно больше, чем во второй, можно сказать, что максимум фотопроводимости наблюдается, когда электроны переходят преимущественно в первую зону, дальнейшее увеличение энергии фотона приводит к появлению поляронов с малой подвижностью. Это предположение качественно описывает полученную экспериментально спектральную зависимость фотопроводимости кристаллов молибдата свинца (рис. 2).

Таким образом, на основании экспериментальных исследований и приведенных выше рассуждений можно сделать вывод, что изменение характера темновой ВАХ от линейной к N-образной при освещении кристаллов молибдата свинца, а также расхождение между спектральными зависимостями фотопроводимости и поглощения можно объяснить с помощью теории Ридли-Уиткинса-Хилсама, использующей двухдолинную модель зоны проводимости, а именно, переходом механизма проводимости от дрейфового в нижней долине к прыжковому в верхней долине.

Авторы выражают благодарность Л.М. Казаряну за предоставленные кристаллы.

ЛИТЕРАТУРА

 Н.Р. Агамалян, Э.С. Вартанян, И.А. Гамбарян, Л.М. Казарян, Р.Б. Костанян, Р.С. Микаелян, Р.К. Овсепян. Докл. НАН РА, 1994, в печати.

- С.А. Басун, А.А. Каплянский, С.П. Феофилов. ЖЭТФ, 87, 2047 (1984).
- 3. М.И. Дьяконов, А.С. Фурман. ЖЭТФ, 87, 2063 (1984).
- М.В. Мохасоев, Ж.Г. Базарова. Сложные оксиды молибдена и вольфрама с элементами I-IV группы. М., Наука, 1990.
- 5. К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. М., Мир. 1984.
- 6. Б. И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М., Наука, 1979.
- М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. Эффект Ганна. М., Советское радио, 1967.
- Э. Конуэл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., Мир, 1970.
- М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., Мир. 1973.
- 10. В.П. Мушинский, М.И. Караман, А.П. Макаренко. ЖПС, 48, 839 (1988).
- 11. В. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. М., ИЛ, 1962.

ԿԱՊԱՐԻ ՄՈԼԻԲԴԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԼՈՒՍԱԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ն. Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Է.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ռ. Կ. ՀՈՎՄԻՓՅԱՆ,

Հետազոտված են կապարի մոլիբդատի բյուրեղների լուսաէլեկտրական հատկությունները, այդ թվում վոլա ամպերային բնութագրերը (ՎԱԲ), ինչպես մութ վիճակում, այնպես և բյուրեղի լուսավորման դեպքում։ Բյուրեղի լուսավորման դերքում ստացված ՎԱԲ-երը ունեն պարաբոլիկ տեսք մեկ տեղային մաբսիմումով։ Այդ տեսքի ՎԱԲ-երի բացատրության համար առաջարկված է մոդել, ուր օգտագործվում է Ռ-իդլիի-Ուիթքինսի-Հիլսամի հաղորդականության բազմամաս գոտու տեսությունը։ Այդ մոդելը կիրառված է նաև բյուրեղների լուսահաղորղականության և կլանման սպեկտրալ կախումների մեկնաբանության համար։

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF LEAD MOLYBDATE CRYSTALS

N. R. AGAMALYAN, E. S. VARTANYAN, R. K. HOVSEPYAN

Photoelectric properties of lead molybdate crystals, including dark current-voltage characteristics and those for illuminated crystals were investigated. The current-voltage characteristic's curves, measured for the illuminated crystals, are found to have a parabolic shape with a single local maximum. The model using Ridley-Watkins-Hilsum theory of multivalley conduction band is proposed to explain this shape of currentvoltage characteristics. This model is also used for the interpretation of spectral dependences of both photoconductivity and absorption of the crystals. Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с. 233-238 (1994) УДК 621.3.024.76

ВУФ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ. 1.ПРИМЕНЕНИЕ К СПЕКТРОСКОПИИ ФТАЛОЦИАНИНОВ

Г.Ц. НЕРСИСЯН, В.О. ПАПАНЯН Институт физических исследований НАН Армении (Поступила в редакцию 20 октября 1994г.)

Разработан и испытан спектрометрический комплекс, предназначенный для регистрации спектров отражения, поглощения и возбуждения пленочных и массивных образцов в области 50-300 нм со спектральным разрешением до 3·10⁻⁴ эВ. Применение ВУФ излучения плазмы от лазерного фокуса на газообразной либо твердотельной мишени делает возможным достижение спектральной интенсивности на образце ~ 3·10⁶ фотон/с см⁻¹. В данном сообщении приводятся спектры некоторых металлфталоцианинов, полученные с помощью спектрометрического комплекса.

В связи с актуальностью получения спектров различных материалов в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра возникает настоятельная необходимость в компактном и удобном источнике сплошного спектра. Наряду с использованием синхротронного излучения [1], в последние годы активно изучается возможность использования лазерной плазмы [2,3].излучение которой по интенсивности и доступности имеет некоторые преимущества. В предыдущей статье [4] были опубликованы результаты исследований разработанного И созданного нами спектрометрического комплекса на область длин волн 50-300 нм с использованием в качестве источника плазмы лазерного фокуса на твердых мишенях в вакууме. В данной работе сообщается об усовершенствовании установки путем использования лазерного фокуса в плотных газовых мишенях, контроля интенсивности реперного луча т.д., И a также приводятся полученные спектры отражения фталоцианинов. Продемонстрировано, что экспериментальный комплекс позволяет

233

осуществлять эффективную регистрацию спектров отражения, поглощения и возбуждения образцов различных материалов.

Спектрометрический комплекс (рис.1) включает вакуумный монохроматор ВМР-2, твердотельный лазер на неодимовом гранате (длительность импульса 15 нс, энергия 0,3 Дж). электронную систему регистрации и обработки и камеру источника излучения (газоразрядная трубка либо лазерная мишень). В настоящей работе в качестве мишени использовалась газовая камера объемом 200 см³, установленная перед входной щелью монохроматора и отделенная от него окошком из *LiF*. Камера имела боковые окна для ввода лазерного луча и визуального контроля оптического пробоя.



Рис.1. а) блок-схема экспериментальной установки: Л – лазер, Г газовая камера. И - измерительная камера. О образец, М – вакуумный монохроматор;

б) оптическая схема измерительной камеры, где показаны ВУФ излучение за выходной щелью монохроматора (I₀), а также опорный (I_r) и сигнальный (I₅) лучи: 1,2 - ФЭУ, 3 - исследуемый образец, 4 расщенитель пучка со слоем салицилата натрия, 5 - слой салицилата натрия.

Лазерная плазма создается при фокусировании пучка линзой с фокусным расстоянием 6 см, создающей плотность излучения 1,5·10¹⁰ Вт/см². Ось каустики лазерного фокуса ориентируется параллельно входной щели, что позволяет наиболее эффективно использовать свечение лазерной плазмы, которая имеет продольный вертикальный размер около 7 мм и диаметр 0,7 мм, и обеспечить равномерное заполнение дифракционной решетки.

Континуумы излучения инертных газов находятся в области 150-300 нм с наложением уширенных линий, в основном, переходов атомных ионов инертных газов, а также водорода, кислорода и азота. Последние устраняются после наллежащей очистки газов и вакуумной системы. Как показали эксперименты, континуум лазерной плазмы гелия значительно слабее πο сравнению с другими инертными газами. Наиболее подходящими оказались криптон и ксенон, континуум которых почти свободен линейного спектра. Для исследований ВУФ спектров TO коротковолновая граница материалов важна излучения источника, которая определяется краем поглощения данного газа. Однако в данных экспериментах она определялась границей пропускания окна из LiF, а именно, на длине волны 140 нм пропускание составляло 30%.

В данной серии экспериментов использовался континуум излучения лазерной плазмы в криптоне. Заметим. что интенсивность излучения плазмы лазерного пучка зависит от давления газа. Существует оптимальное давление, выше которого интенсивность излучения падает. Для криптона оно составляет 1 атм. Порог оптического пробоя при этом давлении криптона равняется 3,7·10⁸ Вт/см². Исходя из полученных ранее данных по эффективности оптической системы монохроматора И регистрирующей системы [5]. можно оценить среднюю спектральную интенсивность ВУФ источника за выходной щелью монохроматора. Так, вблизи длины волны 220 нм она составляет 3·10⁶ фотон/с-см⁻¹ при энергии импульса лазера 0,3 Дж и частоте следования импульсов 10 Гц. Для сравнения отметим, что этот параметр для синхротрона DORIS составляет 107 фотон/с-см-1 (после монохроматизации)[1]. Достигнутая интенсивность источника ВУФ излучения при применении двухлучевой схемы,

235

которая описана ниже, позволила регистрировать коэффициенты отражения, поглощения и спектры возбуждения с точностью лучше 5% и спектральным разрешением от 3.10-4 до 3.10-2 эВ (в зависимости от ширины щелей монохроматора). Двухлучевая система (ранее в ВУФ диапазоне аналогичная схема была применена авторами [6,7]) реализуется с применением опорного сигнала (отображающего интенсивность излучения источника). который снимается с помощью делителя луча за выходной щелью монохроматора (рис.1). Расщепитель пучка (4) отражает опорный луч на ФЭУ (1). Остальной пучок направлен на подложку (3), на которую нанесен слой исследуемого материала. При исследовании спектра отражения, как показано на рис.1, отраженный луч (мы его называем сигнальным) попадает на слой салицилата натрия (5), флуоресценция которого регистрируется ФЭУ (2). При измерении спектра пропускания измеряется интенсивность проходящего луча.

Для калибровки зависимости излучения источника от длины волны в каждой серии измерений сначала регистрировался спектр отражения эталона (обычно алюминиевой пленки). Нестабильности же интенсивности от импульса к импульсу учитывались делением интенсивности сигнального луча на интенсивность опорного, которая проводилась с помощью специальной аналоговой схемы. Весь спектр сканировался автоматически, а результаты регистрировались на самописце.

Были измерены спектры отражения фталоцианина меди βмодификации (β-*CuPc*) и фталоцианина свинца моноклинной модификации (*PbPc*(*M*)) (рис.2). В качестве пробного материала для сравнения с хорошо известными в литературе данными использовался монокристалл кремния. Исследуемый образец β-*CuPc* представлял собой нанесенный на подложку спрессованный порошок, *PbPc*(*M*)-поликристаллическую тонкую пленку. Спектр отражения был получен для области длин волн 150-300 нм (4-8 эВ) с разрешением 0,03 эВ. Ранее опубликованные результаты в лучшем случае обеспечивали разрешение 0,5 эВ [8,9]. На спектре видны пики, соответствующие полосам поглощения, характерным для фталоцианинов: полоса N (264 нм), L (243 нм), C (214 нм), X_1 (172 нм), и X_2 (154 нм) [8,9]. Возможности установки позволяют разрешать тонкую структуру спектров, важную для интерпретации электронных переходов в металлфталоцианинах.



Рис.2. Зависимость коэффициента отражения от длины волны ВУФ излучения для β-*CuPc*, *PbPc* фталоцианинов и монокристалла кремния.

B. Авторы работы признательны M. Симоняну за предоставление образцов фталоцианинов и обсуждение результатов. Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, стали возможны благодаря частичному финансированию со стороны Международного Научного Фонда гранта RY 6000.

ЛИТЕРАТУРА

- Синхротронное излучение, свойства и применение. М., Мир, 1981.
- P.K.Caroll, E.T.Kennedy, G.O' Sullivan. Appl.Opt., 19, 1454 (1980).
- 3. P.Laporte, N.Damany, H.Damany. Opt.Lett., 12, 12 (1987).
- Г.Ц. Нерсисян, К. Р. Мирзоян, В. О. Папанян. Изв. НАН Армении, Физика, 28, 140 (1993).
- А.Э. Маилян, Г.Ц.Нерсисян, В.О.Папанян. Квантовая электроника, 13, 1025 (1986).
- В.Г. Богданов. В сб. "Физика вакуумного ультрафиолетового излучения", Киев, "Наукова Думка", 1974.
- 7. P.Laporte, J.L.Subtil, M.Bon, H.Damany. Appl.Opt., 20, 2133 (1981).
- 8. E.H.Schechtman, W.E.Spicer. J.Mol. Spectr., 33, 28 (1970).
- 9. H.Tada, K.Saiki, A.Koma. Jap. J. Appl. Phys., 28, L677 (1989).

VUV RADIATION OF LASER-PRODUCED PLASMA. 1. APPLICATION TO SPECTROSCOPY OF PHTHALOCYANINES

G.Ts. NERSISYAN and V.O. PAPANYAN

Spectrometric experimental device for measurements of reflection, absorption and excitation spectra of films and massive samples in 50 to 300 nm wavelength region with the spectral resolution down to $3\cdot10^{-4}$ eV is designed and tested. Application of plasma-produced VUV radiation from the laser beam focused onto a gaseous or a solid target makes it possible to achieve the spectral intensity on a sample up to $3\cdot10^6$ photon/s·cm⁻¹. Reflection spectra of β -*CuPc* and *PbPc* phthalocyanines obtained by using of this spectrometric device are reported here.

ԼԱՉԵՐԱՅԻՆ ՊԼԱՁՄԱՅԻ ՎՈՒՄ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ․ 1. ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ՖՏԱԼՈՅԻԱՆԻՆՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱՍԿՈՊԻԱՅՈՒՄ

Գ. Ց. ՆԵՐՄԻՍՅԱՆ, Վ. Օ. ՊԱՊԱՆՅԱՆ

Նախագծվել և փորձարկվել է սպեկտրամետրային համալիր, որը գրանցում է թաղանթային ու զանգվածային նմուշների կլանման, անդրադարձման և գրգոման սպեկտրները ընդհուպ մինչև 3·10⁻⁴ է Վ սպեկտրային լուծաչափությամբ սպեկտրի 50 - 300 նմ տիրույթում։ Գազային կամ պինդ թիրախի վրա ստացվող լազերային կիզակետի պլազմայի ՎՈՒՄ ճառազայթման օգտագործումը հնարավոր է դարձնում նմուշի վրա 3·10⁶ ֆոտոն/վ՛ա⁻¹ սպեկտրային ինտենսիվության ստացումը։ Այս հաղորդման մեջ բերված էն β-*CuPc* և *PbPc* ֆտալոցիանինների անդրադարձման սպեկտրները ստացված սպեկտրամետրային համալիրի միջոցով։ Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с.239-245 (1994) УДК 538.945.955

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВНУТРИГРАНУЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ КЕРАМИКИ УВа2Си2,99Na0,010х

С.К. НИКОГОСЯН, А.А. СААКЯН, Г.Н. ЕРИЦЯН, А.Г. САРКИСЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский физический институт Ереванский государственный университет (Поступило в редакцию 8 августа 1994 года)

Исследованы внутригранульные сверхпроводящие свойства образцов YBa₂Cu_{2,99}Na_{0,01}O_x до и после их облучения электронами с энергией 8 МэВ. Обнаружено, что магнитно-полевая зависимость температуры внутригранульного гистерезисного-пика потерь T_m^g от дозы облучения проявляет немонотонный характер. Экспериментальные результаты обсуждаются в рамках интерпретации по модели Абрикосовских вихрей.

Ранее нами сообщалось об изменениях [1] сверхпроводящих (СП) свойств керамических образцов YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x при облучении электронами с энергией 8 МэВ в интервале доз 10¹⁴ 10¹⁸ эл/см². При этом была обнаружена стимуляция как межгранульных, так и внутригранульных СП свойств.

В настоящей работе приведены результаты исследований особенностей, наблюдаемых во внутригранульных СП свойствах керамики YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x после электронного облучения. Они представляют особый интерес, так как могут способствовать выяснению характера сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), поскольку гранулы по своим свойствам близки к монокристаллам.

Измерения проводились путем регистрации температурных зависимостей комплексной магнитной восприимчивости x'-ix''[2]. Внутригранульные СП свойства контролировались по температуре начала перехода T_{ch} в сверхпроводящее состояние и температуре гистерезисного пика потерь в гранулах T_m^g . Причем T_{ch} определялась по началу диамагнитного перехода x, а T_m^g - по появлению высокотемпературного пика на кривой x" при переменных магнитных полях с амплитудой h_0 , превосходящей значение первого критического поля для гранул H_{c1}^g при T < T_{ch} . Величина h_0 менялась от 0,05 до 22,5 Э на частоте 1 кГц.

На рис.1 представлено семейство кривых зависимостей T_m^g (h_0) как до, так и после облучения электронами различных доз. Видно, что эта кривая до облучения имеет монотонно падающий характер с двумя разными наклонами. Падение T_m^g до h = 8 Э происходит почти линейным образом со скоростью, заметно превосходящей скорость при h > 8 Э. В отличие от наших результа-



Рис.1. Зависимость температуры пика гистерезисных потерьвнутри гранул T_m^g от амплитуды магнитного поля h_0 в керамике YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x до (о) и после электронного облучения дозами Ф (эл/см²): ∇ - 10¹⁵; \Diamond - 10¹⁶; \triangle - 2 · 10¹⁶; \triangle -5 · 10¹⁶; •-5 · 10¹⁷; x -7 · 10¹⁷; + - 10¹⁸.

тов в работе [3] наблюдался линейный спад T_m^g при росте h₀ вплоть до 15 Э. Наличие на кривой T_m^g (h₀) (рис.1) двух наклонов свидетельствует, на наш взгляд, о том, что в гранулах существуют, по крайней мере, два типа центров пиннинга для абрикосовских вихрей. При увеличении h₀ до 8 Э в процессе гистерезисных магнитных потерь участвуют "слабые" центры пиннинга, тогда как при h₀ > 8 Э действуют "сильные" центры. В [4] "слабые" и "сильные" центры приписываются дефектам, соответственно, в межгранульных и внутригранульных пространствах.

О силе центра пиннинга можно судить по наклону кривой Tmg (h,), причем чем больше ее крутизна, тем меньше сила пиннинга [5]. В литературе приводятся различные предположения о характере физической природы центров пиннинга. В работах [6.7] показано, что в роли "слабых" связей могут выступать границы двойникования, которые начинают существенно проявляться при температурах T > 50K, а в работах [8-10] в качестве "сильных" центров указываются микротрещины [8] и точечные дефекты на плоскостях CuO2 [9,10]. Электронномикроскопические исследования [11] показали, что вблизи границ сверхпроводящих гранул имеются различного рода структурные дефекты (примесные включения, атомные сегрегации, субмикротрещины и т. д.) размерами в несколько нм, а также более протяженные дефекты (когерентные домены, дислокационные петли) размером 10-100 нм, которые могут стать центрами пиннинга разного характера. Они представляют собой дефекты, отличающиеся по степени упорядочения кислорода (или вакансии) в плоских слоях СиО, и непересекающихся цепочках О-Си-О, сгруппированных в локальных областях [11]. Однако нет однозначной интерпретации характера центров пиннинга, связанного с указанными дефектами. Можно лишь указать на малость параметра когерентности (0,5 - 30 Å) [12] для Y-Ba-Cu-O керамики и способность дефектов такого размера стать эффективными центрами пиннинга для абрикосовских вихрей, что, видимо, и приводит к наличию участка с меньшим наклоном на кривой Tmg(h) до облучения (при h > 8 Э, рис.1).

Следует отметить, что СП свойства ВТСП зависят от соотношения. между длиной проникновения магнитного поля в гранулы (10⁻⁴ - 10⁻⁵ см) [13], параметром когерентности ξ, расстоянием между центрами пиннинга а, размерами гранул d и размерами дефектов [14], которые могут быть изменены в результате облучения [1]. Поэтому после каждой дозы облучения в образце устанавливается новое соотношение между указанными размерными параметрами, что и определяет вид T_m^g (h₀) (рис.1).

После облучения ВТСП различными дозами кривая Tmg (h_) приобретает ступенчатый характер. Причем ширина ступеньки от дозы облучения проявляет немонотонный характер. Присутствие на этих кривых ступенчатых участков и точек перегиба доказывает существование возможных "пиннинговых" структурных дефектов. А наблюдаемое поведение указанной зависимости при фиксированной дозе (Ф = 10¹⁵ эл/см²), т.е. уменьшение при росте h, до 5 Э и появление ступеньки до 15 Э, затем заметное падение при h₀ > 15 Э, на наш взгляд, соответствует в первом случае областям со "слабой" сверхпроводимостью (слабые центры пиннинга), а во втором - с "сильной" сверхпроводимостью. Такое поведение можно объяснить "дроблением" в результате облучения гранул на субрегионы, действующие как гранулы с меньшими размерами [15,16]. Возможно, причиной такого более мелкого деления могут быть преобладающие в гранулах ВТСП и находящиеся друг от друга, в некоторых случаях, ближе, чем 1000 Å. границы двойникования [11]. Здесь же отмечается, что получено доказательство существования в мелкодисперсном У-Ва-Си-О образце двойников размером в несколько сотен ангстрем, что, вероятно, создает внутренние границы в гранулах. Размеры двойников, расстояния между ними, а также границы двойникования, повидимому, при облучении меняются, начиная с достаточно низких доз (Ф > 10¹⁵ эл/см²), благодаря перераспределению исходных собственных структурных дефектов [1]. В работе [17] указано, что критическая температура Т. в ВТСП образцах в зависимости от размеров сверхпроводящих гранул проявляет немонотонный характер. В нашем случае, видимо, процесс дефектообразования и перераспределения структурных дефектов от дозы тоже носит немонотонный характер, что и приводит к наблюдаемой картине T_m^g от дозы (рис.1 и 2). Следует заметить, что при дозе $\Phi=10^{18}$ эл/см² T_m^g и T_{ch} ведут себя по-разному: T_m^g увеличивается более, чем на 2,5 К по сравнению с ее исходным значением, тогда как это изменение для T_{ch} составляет 1,5 К. Причина такого поведения нам не ясна.



Рис.2. Дозовая зависимость начала температуры перехода T_{сн} (h_=0,05 Э) в СП состояние в керамике YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_x.

На основе изложенного материала можно сделать следующие выводы:

1. В СП гранулах керамики YBa₂Cu_{2.99}Na_{0.01}O_X присутствуют различного рода собственные структурные дефекты, которые обусловливают наличие, по крайней мере, двух видов центров пиннинга для абрикосовских вихрей: "слабых" и "сильных".

2. Облучение гранул приводит к созданию в них радиационных точечных дефектов и преобразованию характера исходных структурных дефектов. При этом часть возникающих радиационных дефектов становится дополнительными центрами пиннинга, а уже имеющиеся - трансформируются.

243 .

3. Процесс образования и трансформация центров пиннинга, а также их параметры, в зависимости от дозы облучения носят немонотонный характер.

4. При дозе $\Phi = 10^{18}$ эл/см² происходит увеличение T_m^g до 2,5 К по отношению к исходному значению, тогда как это изменение для T_{ch} составляет 1,5 К.

ЛИТЕРАТУРА

- Г.Н. Ерицян, С.К. Никогосян, А.С. Оганесян и др. СФХТ, 6, 1446 (1993).
- А.А. Саакян, Г.Н. Ерицян, А.С. Оганесян, С.К. Никогосян. Препринт ЕФИ - 1201 (78)-89, Ереван, 1989.
- R.B. Goldfarb, A.F. Clark, A.I. Braginski, A.J. Panson. Criogenics, 27, 475 (1987).
- А.А. Кончиц, И.М. Зарицкий, С.П. Колесник, Б.Д. Шапапа. СФХТ, 4, 2333 (1991).
- 5. K.H. Muller. Physica C, 159, 717 (1989).
- G. Deutscher, K.A. Muller. Phys. Rev. Lett., 59, 1745 (1987).
- В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко и др. СФХТ, 3, 1199 (1990).
- 8. T. Matsushita. Jap. J. Appl. Phys., 27, 1712 (1988).
- 9. T.L. Hylton, M.R. Beasley. Phys. Rev. B, 41, 11669 (1990).
- 10. M. Tahiki and S. Takahashi. Physica C, 162, 241 (1989).
- 11. В.Г. Пушин, В.В. Сагарадзе, Э.Н. Фризен. СФХТ, 3, 2401 (1990).
- Д.М. Гинзберг. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников (под редакцией Гинзберга). Изд. "Мир", Москва, 1989, гл.1, с.24.
- Я.В. Копелевич, В.В. Леманов, А.Л. Холкин. ФТТ, 31, 302 (1989).
- 14. Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ, 47, 415 (1988).
- 15. H. Kupfer, I. Apfelstedt, R. Flukiger et al. Cryogenics, 29, 268 (1989).
- 16. А.Г. Терекиди, Г.В. Сотников. СФХТ, 5, 50 (1992).

17. M.S. Multani, Guptasarma Prasenjit, V.R. Palkar et al. Physics Lett., A 142, 293 (1989).

PECULIARITIES OF INTRAGRANULAR PROPERTIES OF ELECTRON IRRADIATED YBa2Cu2.89Na0.01Ox CERAMICS

S.K.NIKOGOSIAN, A.A.SAHAKIAN, G.N.YERITSIAN, A.G.SARKISIAN, V.M.AROUTIOUNIAN

The intraganular properties of $YBa_2Cu_{2,99}Na_{0,01}O_x$ ceramics before and after eclectron irradiation with energy 8 MeV were investigated by AC susceptibility measurements. It was shown that the curve of intranganular hysteresis losses peak temperature T_m^g versus magnetic field exhibits nonmonotonic character with electron irradiation dose. The possible interpretations of observed effects are discussed within the model of Abrikosov vortices. Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с. 246-251 (1994) УДК 621.373.826

СПЕКТРАЛЬНЫИ КОМПРЕССОР ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ф.З.ЗОГРАБЯН, Н.Л.МАРКАРЯН, Л.Х.МУРАДЯН, Т.А.ПАПАЗЯН

Ереванский государственный университет. (Поступила в редакцию 7 октября 1994 г.)

На базе дисперсионной линнии задержки и одномодового волоконного световода создан и апробирован спектральный компрессор пикосекундных лазерных импульсов. Представлены результаты экспериментальной реализации процесса спектральной компрессии.

Техника волоконно-оптической компрессии (ВОК), основанная на явлениях фазовой самомодуляции излучения в одномодовом волоконном световоде (OBC) и последующей амплитудной модуляции в дисперсионной линии задержки (ДЛЗ), широко используется для формирования сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ) и управления их параметрами [1]. Развитие идеи ВОК на основе обратимости явления и спектрально-временной аналогии к выявлению процесса спектральной компрессии. привело Предложенный и проанализированный в [2,3] спектральный компрессор состоит из обычных устройств техники ВОК - ДЛЗ и ОВС: в ДЛЗ СКИ удлиняются, получая отрицательную линейную частотную модуляцию (ЧМ, чирп), а последующее их нелинейное самовоздействие в ОВС приводит к гашению чирпа и сжатию спектра. Брито Круз и др. в [4] проанализировали специфику процесса для СКИ лазеров на полупроводниках и титанате сапфира. Использование спектрального компрессора в качестве эффективного нелинейного фильтра шумов обсуждается в [5,6]. В [7.8] анализированы режимы процесса, при которых спектральное распределение излучения воспроизводит по форме начальную временную огибающую, сводя тем самым задачу сверхтонких временных измерений к традиционной технике спектрометрии. Замена ОВС уникальным электрооптическим модулятором в [9] позволила реализовать подобную идею в пикосекундном диапазоне. Однако, если временное разрешение системы [9] зависит от успехов техники электрооптики, то использование для данной цели спектрального компрессора с ОВС в качестве базового элемента, не ограничивало бы разрешение подобных систем вплоть до фемтосекунд. Аналитические и численные исследования спектральной компрессии [2-8] выявили характерные особенности, оптимальные режимы и перспективы применения процесса, послужив основой для экспериментальных исследований, а в дальнейшем и разработок систем контроля за параметрами излучения и управления ими.

Целью настоящей работы является создание и апробация системы спектральной компрессии, предметом - первые экспериментальные исследования основных закономерностей процесса.

1. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1: она состоит из задающего генератора, спектрального компрессора и системы регистрации. Задающим генератором (1) служит твердотельный YAG:Nd в лазер с пассивной синхронизацией мод, работающий с частотой повторения 20Гц. В эксперименте используется вторая гармоника (ВГ) излучения генератора - λ = 0,532мкм.

Спектральный компрессор для пикосекундных СКИ состоит из компактной ДЛЗ, обеспечивающей в лабораторных условиях задержки T>100пс [10], и кварцевого, одномодового на длине волны излучения, световода длиной 10м. ДЛЗ выполнена на базе "четырехпроходной" схемы компрессора Треси [11], с помещением между решеткой (4) и призмой (6) оптической системы (5) - для достижения необходимых временных задержек при разумных значениях ее базы [10]. Для ввода излучения в ОВС и вывода из нее используются стандартные 20^x микроскопические объективы.

247



Рис 1. Схема экспериментальной установки:

1 - задающий генератор; 2,12,15 - полупрозрачные зеркала; 3,7,8 - зеркала; 4 - дифракционная решетка; 5 - оптическая система; 6 - призма-"крыша"; 9,11 - вводной и выводной микрообъективы; 10 - ОВС; 13 интерферометр Фабри-Перо; 14- фотоаппарат; 16,17,18 - призмы; 19 фокусирующая линза; 20 - нелинейный кристалл KDP; 21 - фотоэлектронный умножитель ФЭУ-18А; 22 - коррелятор.

В эксперименте предусмотрены измерения временных и спектральных параметров излучения на входе в компрессор и на выходе из нее. Система регистрации построена на базе коррелятора (22) и интерферометра Фабри-Перо (13). Коррелятор выполнен по интерферометра Майкельсона: по стандартной методике схеме измерения длительности СКИ, в кристалле KDP(20) толщиной 2мм, генерируется неколлинеарная вторая гармоника на длине волны λ=0,265мкм и с помощью ФЭУ-18А (21) прописывается корреляционная функция интенсивности. Для спектральных измерений выбрана база инерферометра 5мм, что соответствует области свободной дисперсии $\Delta v = 1 \text{ см}^{-1}$. Значения ширины спектральных линий на входе в систему и на выходе из нее определяются путем фотографической регистрации интерференционных колец и обработкой спектрограмм на микроденситометре "Карлцейсс-100" с учетом кривой почернения использованной фотопластинки.

2. Экспериментальные исследования на описанной выше установке проводились следующим образом. Часть излучения генератора с помощью полупрозрачного зеркала (2) подавалась в систему регистрации. Параметры излучения на входе в спекткомпрессор составляли: длительность импульсов ральный τ=35пс, спектральная ширина линий Δλ=0,21Å. Зеркало (3) направляло другую часть излучения на дифракционную решетку (4) с периодом 1200мм⁻¹. Угол падения выбран у≈-14°, что соответствует углу отражения в первом максимуме дифракции 0~600 Лалее дифрагированный пучок проходил через оптическую систему (5). Точная настройка оптической системы достигалась минимизацией расходимости выходного из компрессора пучка путем варьирования расстояния между линзами: при фокусных расстояниях линз f1 =-12см, f2 =100см и расстоянии между линзами t=88см обеспечивался выигрыш в базе решеточного компрессора К≈850 [10]. С помощью зеркала (7) излучение выволилось из ДЛЗ. Зеркало (8) направляло излучение через вводной микрообъектив (9) в ОВС (10). В ОВС обеспечивались значения плотности мощности P=8 · 107 Вт/см². Вариациями расстояния между выводным микрообъективом (11) и ОВС (10) достигалась минимальная расходимость пучка. При удлинении импульсов от то =35 до т=130пс значения ширины спектральных линий на входе в систему и на выходе из нее, определенные описанным составляли соответственно $\Delta\lambda_0 = 0.21 \text{\AA}$ выше образом, Δλ=0.09 Å.

На рис.2 представлены расчетные кривые, служащие для оптимизации спектрального компрессора: значения максимальной степени сжатия S (а) и оптимальной интенсивности излучения в OBC I (б) в зависимости от задержки ДЛЗ Δ T, а также кривая зависимости S(I) (в) представлены в отличие от [3] в размерных переменных. На кривых, для сравнения результатов

249

экспериментальных и теоретических исследований, указаны измеренные значения величин (знак о).



Рис.2. Оптимизационные кривые спектрального компрессора: а) максимальная степень сжатия S в зависимости от величины задержки ДЛЗ ΔТ, в единицах пс;

б) оптимальная интенсивность излучения в ОВС I, в единицах ГВт/см², в зависимости от задержки ДЛЗ ∆Т;

в) максимальная степень сжатия S в зависимости от оптимальной интенсивности излучения в ОВС.

На кривых знаком о показаны измеренные значения величин.

Отметим, что созданный и апробированный спектральный компрессор может использоваться для исследований процессов как контроля за параметрами лазерных СКИ, так и их стабилизации.

INTERATIONS IN ANTICAL

statistic fill 10

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, Ф. С. Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.

- L. Kh. Mouradian, N. L. Markarian, T. A. Papazian, A. A. Ohanjan. Digest of Conference on Lasers and Electrooptics, USA, 1990.
- Н. Л. Маркарян, Л. Х. Мурадян, Т. А. Папазян. Квант. электрон., 18, 865 (1991).
- S. A. Planas, N. L. Pires Mansur, C.H.Brito Cruz, H. L. Fragnito. Opt. Lett., 18, 699 (1993).
- Т. А. Папазян, Л. Х. Мурадян, Н. Л. Маркарян, А. В. Зограбян. Изв. АН Армении, Физика, 27, 128 (1992).
- N. L. Margarian, L. Kh. Mouradian, T. A. Papazian, A. V. Zohrabian. Abstracts of 2nd International Conference on Lasers and Their. Applications. Tehran, Iran, p.99 (1993).
- L. Kh. Mouradian, N. L. Markarian, T. A. Papazian. Digest of International Conference "Lasers'93", USA, MF7 (1993).

- 8. Н. Л. Маркарян, Л. Х. Мурадян, Т. А. Папазян, А.В.Зограбян. Изв. АН Армении, Физика, 29, 127(1994).
- M. T. Kauffman, W. C. Banyai, A. A. Godil, D. M. Bloom. Appl. Phys. Lett., 64(3), 270 (1994).
- 10. А. В. Зограбян, Л. Х. Мурадян, Т. А. Папазян. Письма в ЖТФ, 20, вып.7, 71 (1994).
- A. M. Johnson, R. H. Stolen, W. M. Simpson. Appl. Phys. Lett., 44(8), 729 (1984).

SPECTRAL COMPRESSOR OF PICOSECOND PULSES

A. V. ZOHRABIAN, N. L. MARGARIAN, L. KH. MOURADIAN, T. A. PAPAZIAN

The spectral compressor of picosecond laser pulses based on the dispersive delay line and single-mode optical fiber is designed and tested. The results of the first experimental realization of spectral compression process are presented.

. .

CONTENTS

D.A.Badalian, V.M. Gasparian, Ash. Gh. Khachatrian. On statistics of binary ordered alloy in one-dimensional quasiperiodical lattice	207
A.M. Badalian, V.O. Chaltykyan. Faraday effect in atomic sodium for broadband radiation	218
N. R. Agamalyan, E. S. Vartanyan, R.K. Hovsepyan. Photoelectric properties of lead molybdate crystals	225
G.Ts.Nersisyan and V.O.Papanyan. VUV radiation of laser-produced plasma. 1. Application to spectroscopy of phthalocyanines	233
S.K. Nikogosian, A.A. Sahakian, G.N. Yeritsian, A.G. Sarkisian, V.M.Aroutiounian. Peculiarities of intragranular properties of electron irradiated YBa ₂ Cu _{2,99} Na _{0,01} O _x ceramics	238
A.V. Zohrabian, N.L. Margarian, L.Kh. Mouradian, T.A. Papazian. Spectral compressor of picosecond pulses	246

100 др.



Индекс 77709

содержание

Д. А. Бадалян, В. М. Гаспарян, А. Ж. Хачатрян. О статистике бинарного упорядочивающегося сплава в одномерной квазипериодической решетке	207
А.М. Бадалян, В.О.Чалтыкян. Эффект Фарадея в атомарном натрии для слабого излучения с широким спектром	218 225 233
Н.Р. Агамалян, Э.С. Вартанян, Р.К. Овсепян. Фотоэлектрические свойства кристаллов молибдата свинца	
Г.Ц. Нерсисян, В.О. Папанян. ВУФ излучение лазерной плазмы. 1.Применение к спектроскопии фталоцианинов	
С.К. Никогосян, А.А. Саакян, Г. Н. Ерицян, А.Г. Саркисян, В.М. Арутюнян. Об особенностях внутригрануальных характе- ристик после электронного облучения YBa ₂ Cu _{2.99} Na _{0.01} O _x	228
Ф.В. Зограбян, Н.Л. Маркарян, Л.Х. Мурадян, Т.А. Папазян. Спектральный компрессор пикосекундных импульсов	230