

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

2

Fizika

Cild

I

1995

Bakı * Elm

УДК 530.145; 539.12

**ALGEBRAIC TREATMENT OF A FINITE-DIFFERENCE
EQUATION FOR A N -DIMENSIONAL RELATIVISTIC
COULOMB PROBLEM**

SH.M.NAGIYEV

*Institute of Physics, Academy of Sciences of Azerbaijan
H.Gavid str.33, Baku 370143
(Received 16.12.94)*

An algebraic solution of a Coulomb problem in the N -dimensional relativistic configuration \vec{r}_N -space is presented.

1. Introduction

In the papers [1-6] in the framework of quasipotential approach [7,8] a version of the relativistic quantum mechanics has been developed. It is based on the concept of the relativistic 3-dimensional configuration \vec{r} -space [1], which arises when we use the Fourier expansion over the relativistic "plane waves" [9] $\left(\frac{\hbar}{2\pi} = m = c = 1 \right)$

$$\begin{aligned} \langle \vec{r} | \vec{p} \rangle &= (p_0 - \vec{p} \cdot \vec{n})^{-1-ix} \\ \vec{r} &= r \vec{n}, \quad 0 < r < \infty, \quad \vec{n}^2 = 1 \end{aligned} \tag{1.1}$$

instead of the usual plane waves $e^{i\vec{p}\vec{r}}$. The system of functions (1.1) is a complete and orthogonal one on the mass hyperboloid $p_0^2 - \vec{p}^2 = 1$ of a unit mass particle. From the geometrical point of view, on the mass hyperboloid $p_0^2 - \vec{p}^2 = 1$ the 3-dimensional Lobachevsky space is realized, the group of motions of which is the Lorentz group $SO(3,1)$.

In the nonrelativistic limit

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \langle \vec{r} | \vec{p} \rangle = e^{i\vec{p}\vec{r}} \tag{1.2}$$

The relativistic quantum mechanics in \vec{r} -space carries many important features of quantum mechanics, but in distinction from quantum mechanics the equation for the wavefunction of the relativistic motion is written in a

finite-difference form. Thus the relativistic generalizations of some exactly solvable problems of quantum mechanics (harmonic oscillator, square-well and Coulomb problem) has been considered [2-6].

There are also the algebraic approaches in the description of quantum systems by the theory of dynamical symmetries [10,11], potential groups [12], Casimir operators with mixed spectrum [13].

The purpose of the present paper is to solve a finite-difference equation that describes a Coulomb problem in a N -dimensional relativistic configuration space by Lie algebraical method.

2. N -dimensional relativistic configuration \vec{r}_N -space

The N -dimensional relativistic configuration \vec{r}_N -space is introduced [14] by analogy with the 3-dimensional relativistic configuration \vec{r} -space. Namely, transition to the \vec{r}_N -space

$$\psi(\vec{r}_N) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2}} \int \frac{d\vec{p}_N}{p_0} \langle \vec{r}_N | \vec{p}_N \rangle \psi(\vec{p}_N) \quad (2.1)$$

is performed by the expansion in terms of the matrix elements

$$\begin{aligned} \langle \vec{r}_N | \vec{p}_N \rangle &= (p_0 - \vec{p}_N \cdot \vec{n}_N)^{\frac{N-1}{2}-ix} \\ \vec{r}_N &= x \vec{n}_N, \quad \vec{n}_N^2 = 1 \end{aligned} \quad (2.2)$$

of the infinite-dimensional unitary representations of the N -dimensional momentum Lobachevsky space motion group $SO(N, I)$, which is realized on the upper sheet of the hyperboloid $p_0^2 - \vec{p}_N^2 = 1$

The N -dimensional relativistic "plane waves" (2.2) are the eigenfunctions of the free Hamiltonian $H_0^{(R)}$, which in the spherical system of coordinates $\vec{r}_N = (x, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{N-1})$ has the form

$$H_0^{(R)} = \text{chi} \partial_x + \frac{i(N-1)}{2x} \text{shi} \partial_x - \frac{\Delta_0}{x[2x-i(N-3)]} e^{i\theta_x} \quad (2.3)$$

where Δ_0 is the Laplace operator on the unit sphere S^{N-1} . The eigenfunctions of Δ_0 are the N -dimensional spherical harmonics $Y_{Nl}(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{N-1})$:

$$\Delta_0 Y_{Nl}(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{N-1}) = -l(l+N-2) Y_{Nl}(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{N-1}), \quad (2.4)$$

3. Coulomb problem in the N -dimensional relativistic configuration \vec{r}_N -space

Here we consider a simple generalization of the 3-dimensional relativistic Coulomb problem to N -dimensional case. In the N -dimensional relativistic configuration \vec{r}_N -space a Coulomb problem is described by the finite-difference equation

$$\left(H_0^{(0)} - \alpha/r \right) \psi(\vec{r}_N) = E \psi(\vec{r}_N) , \quad (3.1)$$

Due to the geometrical $O(N)$ symmetry the angular dependence of the wavefunction is defined by the spherical harmonics

$$\psi(\vec{r}_N) = \left[(-r)^{\frac{(N-1)}{2}} \right]^{-1} \psi_{kl}(r) Y_{kl}(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{N-1}) , \quad (3.2)$$

Therefore, a problem is reduced to finding the eigenvalues and eigenfunctions of the radial part of a Hamiltonian

$$\left(H_0^{(0)rad} - \alpha/r \right) \psi_{kl}(r) = E \psi_{kl}(r) \quad (3.3)$$

where

$$H_0^{(0)rad} = \text{chi} \partial_r + \frac{L(L+1)}{2r^2} e^{i\theta_r} , \quad L = l + \frac{N-3}{2} \quad (3.4)$$

and $x^{(\lambda)}$ is the generalized degree $x^{(\lambda)} = i^\lambda \frac{\Gamma(-ix+\lambda)}{\Gamma(-ix)}$. To solve the equation (3.1) algebraically, we introduce three operators

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= r \text{chi} \partial_r + \frac{i(N-1)}{2} \text{shi} \partial_r - \frac{\Delta_0}{2r - i(N-3)} e^{i\theta_r} , \\ \Gamma_4 &= r , \\ T &= r \text{shi} \partial_r + \frac{i(N-1)}{2} \text{chi} \partial_r - \frac{\Delta_0}{2r - i(N-3)} e^{i\theta_r} \end{aligned} \quad (3.5)$$

They satisfy the commutation relations of Lie algebra $SO(2,1)$:

$$[\Gamma_0, \Gamma_4] = iT , \quad [\Gamma_4, T] = -i\Gamma_0 , \quad [T, \Gamma_0] = i\Gamma_4 \quad (3.6)$$

The direct calculation shows that the Casimir operator is equal to

$$C_2 = \Gamma_0^2 - \Gamma_4^2 - T^2 = -\Delta_0 + \frac{(N-1)(N-3)}{4} = L(L+1), \quad (3.7)$$

From (3.7) it follows that to each value of the orbital quantum number corresponds an irreducible unitary representation $D+(-L-1)$ of the group $SO(2,1)$ with the eigenvalues of the compact generator Γ_0 , which are bounded below and are equal to $n = n_r + L + 1$, where $n_r = 0, 1, 2, \dots$ is the radial quantum number.

In terms of (3.5) the equation (3.1) (after multiplying by x) has the following form

$$(\Gamma_0 - E\Gamma_4 - \alpha)\psi = 0. \quad (3.8a)$$

By means of the unitary transformation $\tilde{\psi} = e^{-i\Theta}\psi$, the eigenvalue equation (3.8a) can be written as

$$(a\Gamma_0 + b\Gamma_4 - \alpha)\tilde{\psi} = 0, \quad (3.8b)$$

where $a = ch\Theta - esh\Theta$, $b = sh\Theta - Ech\Theta$.

Let us consider the cases $|E| < 1$ and $|E| > 1$ in (3.8b) separately.

If $|E| < 1$, then the compact generator Γ_0 can be diagonalized. Choosing the angle Θ in (3.8b) as $\Theta = \frac{1}{2} \ln \frac{1-E}{1+E}$, we reduce (3.8b) to the form

$$\left(\sqrt{1-E^2} \Gamma_0 - \alpha \right) \tilde{\psi} = 0 \quad (3.9)$$

From (3.9) we obtain a discrete energy spectrum for the N -dimensional relativistic Coulomb problem

$$E_n = \pm \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{n^2}} \quad , \quad n = n_r + 1 + \frac{N-1}{2} \quad (3.10)$$

If $|E| > 1$, then the noncompact generator Γ_4 can be diagonalized. For this purpose choose $\Theta = \frac{1}{2} \ln \frac{1-E}{1+E}$ and obtain instead of (3.8b) the equation

$$\left[\sqrt{E^2 - 1} (sgn E) \Gamma_4 + \alpha \right] \tilde{\psi} = 0 \quad (3.11)$$

Since Γ_ϵ has the continuous real spectrum $\lambda \in R$, from (3.11) we find the continuous spectrum of the system

$$E_\lambda = \pm \sqrt{1 + \alpha^2 / \lambda^2} \quad (3.12)$$

Now we can also define the explicit form of the radial wavefunctions algebraically. They are expressed in terms of hypergeometric function $F(a, b; c; z)$.

In the case of the discrete spectrum, $E_n = \cos \chi_n$, we have

$$\psi_{nL}(r) = (-r)^{L+1} e^{-ir} F(-n, -ir + L + 1; 2L + 2; 1 - e^{-2ir})$$

and in the case of the continuous spectrum, $E_\lambda = ch \chi_\lambda$, we have

$$\psi_{\lambda L}(r) = (-r)^{L+1} e^{ir} \frac{i\alpha}{sh \chi} F(L + 1, -ir + L + 1; 2L + 2; 1 - e^{-2ir})$$

Reference

1. Kadyshhevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B., Nuovo Cimento, 1968, v. 55, p. 233.
2. Kadyshhevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Freeman M., Jad. Fizika, 1969, v. 9, p. 646.
3. Freeman M., Mateev M.D., Mir-Kasimov R.M., Nucl. Phys. B, 1969, v. 12, p. 197.
4. Donkov A.D. et al. Teor. Mat. Fizika, 1971, v. 8, p. 61.
5. Atakishiyev N.M., Mir-Kasimov R.M., Nagiyev Sh.M., Ann. Phys. (Leipzig), 1985, v. 42, p. 25.
6. Nagiyev Sh.M., Teor. Mat. Fizika, 1989, v. 80, p. 40.
7. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N., Nuovo Cimento, 1963, v. 29, p. 380.
8. Kadyshhevsky V.G., Nucl. Phys. B, 1968, v. 6, p. 125.
9. Shapiro I.S., Sov. Phys. Doklady, 1956, v. 1, p. 91.
10. Barut A.O., Dynamical Groups and Generalized Symmetries in Quantum Theory (University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 1972).
11. Malkin I.A., Manko V.I., The Dynamical symmetries and Coherent states of quantum systems (Nauka, Moscow, 1979).
12. Alhassid Y., Gursey F., Iachello F., Ann. Phys., 1983, v. 148, p. 346.
13. Frank A., Wolf K.B., Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 1717.
14. Atakishiyev N.M., Preprint Inst. Physics Azerbaijan Acad. Sci. 1986, № 201, p. 9.

Ş.M. Nagiyev

NÖLÇÜLÜ RELATİVİSTİK KULON MƏSƏLƏSİ ÜÇÜN SONLU-FƏRQ TƏNLİYİNƏ CƏBİRİ YANAŞMA

Nölcülü relativistik \tilde{F}_N -konfigurasiya fazasında Kulon məsəlesinin cəbri həlli verilmişdir.

Ш.М. Нагиев

**АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХОД К КОНЕЧНО-РАЗНОСТНО-
МУ УРАВНЕНИЮ ДЛЯ N -МЕРНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
КУЛОНОВСКОЙ ЗАДАЧИ**

Дано алгебраическое решение кулоновской задачи в N -мерном релятивистском конфигурационном $\tilde{\Gamma}_N$ -пространстве.

УДК 621. 315. 592

КРИСТАЛЛИЗАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ХСП СИСТЕМЫ *Se-As* С ДОБАВКАМИ ГАЛОГЕНОВ

А.И.ИСАЕВ, С.И. МЕХТИЕВА, Г.К. АКБЕРОВ,
В.З. ЗЕЙНАЛОВ, А.К. РЗАЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,
Баку - 143, пр. Г.Джавида 33
(Поступило 03.10.94)

Описана методика исследования кристаллизационной устойчивости слоев ХСП системы *Se-As* путем измерения постоянной времени кристаллизации и температуры кристаллизации по изменению оптической прозрачности во времени при нагреве слоев.

В основе разработанного метода исследования кристаллизационной ионизации устойчивости пленочных структур использовалось свойство изменения оптической прозрачности пленок при кристаллизации [1]. Для исследования кристаллизационной устойчивости была собрана установка, обеспечивающая два режима температурного воздействия: выдержку при постоянной температуре и плавное увеличение температуры во времени.

Для исключения воздействия окружающей среды при измерениях образец помещался в атмосферу азота. Изменение оптической прозрачности пленки материала при кристаллизации фиксировалось с помощью фотодиода, на который направлялся модулированный луч лазера с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм, проходящий через образец. Сигнал, снятый с фотодиода усиливался селективным усилителем наблюдался на осциллографе и после выпрямления записывался на двухкоординатном потенциометре.

Образцы для измерений представляли собой пленки ХСП (халькогенидные стеклообразные полупроводники), полученные термическим напылением в вакууме на стеклянные полированные подложки. Толщина образцов составляла 1-5 мкм.

Типичные зависимости прозрачности (T) от времени воздействия температуры, полученные в режиме выдержки при постоянной температуре для слоев селена, приведены на рис.1. Из рисунка видно, что зависимость $T(t)$ имеет два участка. На первом участке, который можно условно назвать задержкой кристаллизации, прозрачность не изменяется.

На втором участке прозрачность уменьшается во времени по экспоненциальному закону, что связывается с началом процесса кристаллизации. Изменение прозрачности в этом случае можно характеризовать постоянной времени, которую условно назовем постоянной времени кристаллизации (τ). Для режима выдержки при фиксированной температуре было принято, что величина τ является основной характеристикой кристаллизационного процесса.

Из рис. 1 видно, что при увеличении температуры выдержки происходит значительное уменьшение как времени задержки кристаллизации, так и постоянной времени кристаллизации. При возрастании температуры выдержки от 70 до 75°C значение τ уменьшалось от 96 до 29 мин.

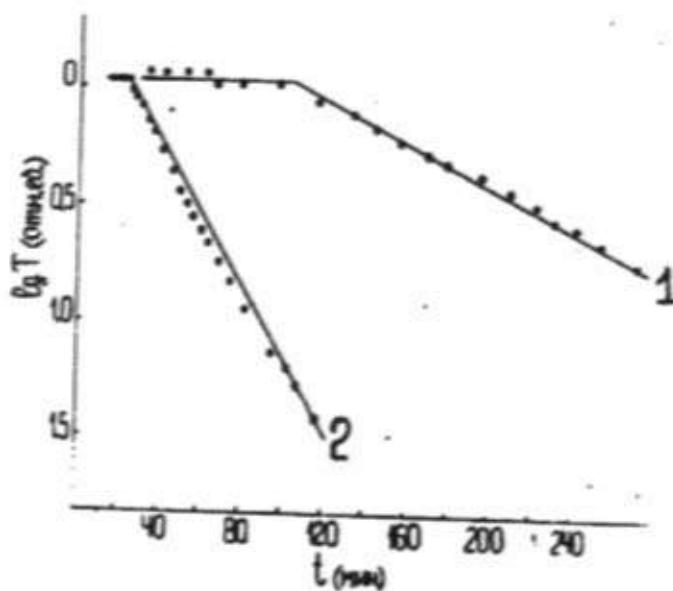


Рис. 1. Зависимость прозрачности пленки селена от времени выдержки при постоянной температуре: 1- $T=70^{\circ}\text{C}$, 2- $T=75^{\circ}\text{C}$.

На рис. 2 приведена типичная для селена зависимость прозрачности от времени, полученная в режиме плавного увеличения температуры (кривая 1). В этом режиме измерений кристаллизационная устойчивость характеризуется критической температурой (T_K), при которой наблюдается резкое уменьшение прозрачности. Значение T_K определяется при сопоставлении зависимости прозрачности от времени с зависимостью возрастания температуры со временем. Определяется это следующим образом. Фиксируется момент времени, в который проис-

ходит резкое уменьшение прозрачности до минимальных значений. Так как в эксперименте постоянно фиксируется также и температура, возрастающая в разработанном режиме нагрева равномерно с постоянной скоростью, то по установленному времени определяется T_K . Как видно из рис. 2 (кривая 1), для селена $T_K = 80^\circ\text{C}$.

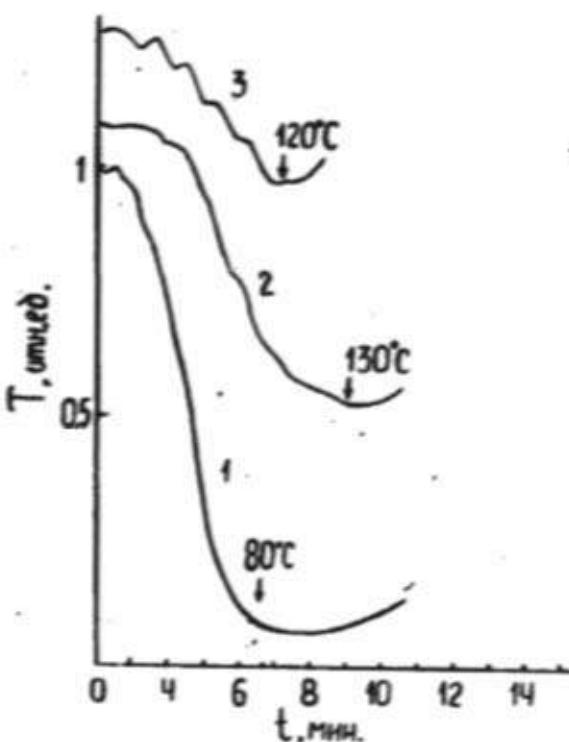


Рис. 2. Зависимость прозрачности от времени при постоянной скорости возрастания температуры со временем в пленках материалов состава: 1. Se , 2- $Se_{95}As_5Cl_{0.01}$, 3- $Se_{95}As_5Br_{0.01}$.

При исследовании кристаллизационной устойчивости пленок, разработанных материалов, определялась постоянная времени τ и критическая температура T_K в этих материалах и проводилось сравнение полученных характеристик с их значениями в селене и $Se_{95}As_5$. Проведенные исследования слоев $Se_{95}As_5$ и $Se_{95}As_5$ с добавками галогенов показали, что они по сравнению с селеном имеют намного более высокие значения постоянной времени кристаллизации и критической температуры. Так, данные, полученные в режиме выдержки при постоянной температуре (70 - 90°C), свидетельствуют о том, что за

время выдержки 8-9 часов практически не наблюдалось изменения в оптической прозрачности этих материалов, т.е. постоянная времени кристаллизации в этом случае очень велика - более 8 часов. Для селена в этом интервале температур τ не превышает 96 минут.

При более длительной выдержки при $T \geq 75^{\circ}\text{C}$ происходило разрушение слоев $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ и $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с добавками галогенов из-за частичного испарения и отслоения вещества от подложки. Подобный процесс наблюдался и при измерениях в режиме плавного возрастания температуры в области температур 90-140 $^{\circ}\text{C}$. Так как разрушение слоев происходило до начала процесса кристаллизации, то точное определение значений τ и T_K было невозможно. В связи с этим была проведена оценка величин τ и T_K .

Оценка снизу значений T_K была получена следующим образом. В режиме плавного возрастания температуры образцы нагревались вплоть до температуры, при которой начинало происходить слетание вещества. Затем образец охлаждался и можно было удостовериться, что слой не закристаллизован, т.е. значение температуры кристаллизации должно быть выше достигнутого при нагреве. Полученные в результате оценки значения T_K для исследованных материалов приведены в таблице.

Таблица

Критическая температура кристаллизации исследованных образцов

Материал	Se	$\text{Se}_{95}\text{As}_5$	$\text{Se}_{95}\text{As}_5\text{Br}_{0.01}$	$\text{Se}_{95}\text{As}_5\text{Cl}_{0.01}$	$\text{Se}_{95}\text{As}_5\text{Cl}_{0.05}$
$T_K, ^{\circ}\text{C}$	80	130	120	130	140

Отметим, что для селена проведенная оценка дала значение, совпадающее с величиной T_K , определенной ранее из зависимости $T(t)$, измеренной в обычном режиме плавного возрастания температуры.

Оценка постоянной времени кристаллизации в слоях $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ и $\text{Se}_{95}\text{As}_5$ с добавками галогенов была проведена при использовании данных, полученных для селена в режиме выдержки слоев при постоянной температуре.

На рис.3 (прямая 1) приведена температурная зависимость постоянной времени кристаллизации в селене. Как видно из рисунка, эту зависимость можно описать экспонентой с энергией активации равной 1.65 эВ. Полученная зависимость дает возможность путем экстраполяции провести оценку постоянной времени кристаллизации для слоев селена в области более низких температур. Такая оценка дает для по-

тойной времени при комнатной температуре величину равную трем годам, а для температуры 60°C - 17 часам.

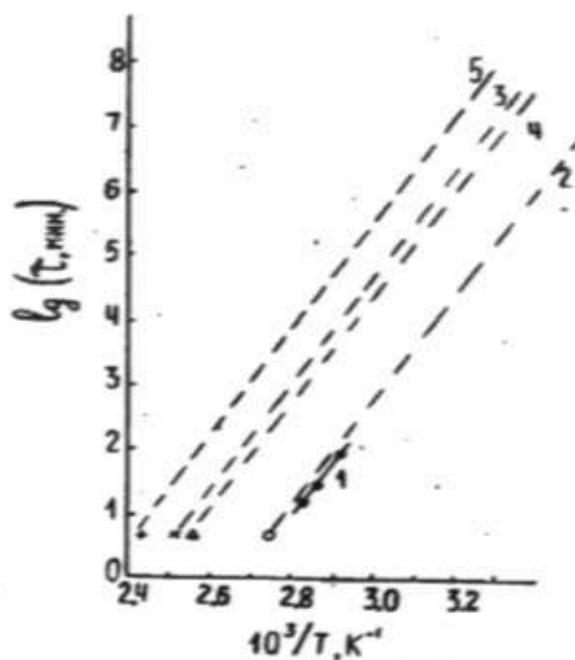


Рис. 3. Зависимость постоянной времени кристаллизации температуры в материалов состава: 1,2- Se , 3- $Se_{95}As_5$, 4- $Se_{95}As_5Br_{0.05}$, 5- $Se_{95}As_5Cl_{0.05}$

При проведении аналогичной оценки снизу величин τ в слоях состава $Se_{95}As_5$ и $Se_{95}As_5$ с добавками галогенов были приняты значения энергии активации и постоянной времени кристаллизации для этих материалов такие же, как в селене. В этом случае построение зависимости τ ($1/T$) из точек, соответствующих T_K для каждого материала позволяет минимально возможные значения τ , т.е. реальная кристаллизационная устойчивость этих материалов характеризуется более высокими значениями τ . Полученные зависимости для разработанных материалов приводятся на рис. 3. Как видно из рисунка, постоянная времени кристаллизации, разработанных материалов превышает по меньшей мере на два порядка постоянную величину в селене и практически не отличается от значений τ , характерных для $Se_{95}As_5$.

Таким образом, разработанные материалы обладают повышенной по сравнению с селеном кристаллизационной устойчивостью, близкой к устойчивости материала $Se_{95}As_5$.

Добавление таких растворяющих примесей как *As* и *Ge* в селен можно представить как разрыв колец Se_8 и появлением связи между цепями, что следует учитывать при объяснении механизма действия указанных примесей на процесс кристаллизации селена.

Образование поперечных химических связей между макромолекулами, также как и возникновение растворимости приводит к увеличению молекулярного веса, что должно оказать существенное влияние на все релаксационные процессы, в том числе и кристаллизацию.

Согласно работам [2,3] введение *As* и *Ge* в селен способствует стеклообразованию; по мере возрастания содержания *As* и *Ge* возрастает стабилизация стеклообразного состояния, что объясняется разнородностью их структурно-химического состава ввиду образования пространственного различающихся структурных единиц ($SeSe_{32}$, $GeSe_{42}$, $SeSe_{32}$, $GeSe_{32}$, $AsSe_{32}$ и т.д.) тригонального и тетраэдрического характера. Возникновение таких структурных единиц способствует сшиванию селеновых цепочек прочными связями, и при определенных концентрациях добавок стеклообразное состояние материала стабилизируется.

Литература

1. Prosser V. "Чех. физ.ж.", 1960, B10, N10, p. 306-316.
2. Орлова Г.Н., Образцов А.А. Труды VI международной конференции по аморфным и жидким полупроводникам. Л., 1976, с.62-66.
3. Школьников Е.В. Труды VI международной конференции по аморфным и жидким полупроводникам. Л., 1976, с.78-82.

А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.К.Акберов, В.З.Зейналов, А.К.Рзайев.

HALOGEN AŞQARLARI VURULMUŞ *Se-As* ŞÜŞƏVARI SİSTEMİNİN KRİSTALLAŞMAYA DAVAMLILIGI

İşde şüşəvari yarımkırıcılar sisteminde daxil olan *Se-As* təbəqələrinin kristallaşmaya davamlığını tədqiq etməye imkan verən metod təsvir olunur.

Metodun əsasını *Se-As* təbəqələrini qızdırıldıqda onların optik şəffaflığının zamandan asılı olaraq deyişməsindən kristallaşma müddəti sabitini və kristallaşma temperaturunu təyin etmek təşkil edir.

А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.К.Акберов, В.З.Зейналов, А.К.Рзайев.

CRISTALLIZATION STABILITY OF MATERIALS OF CHALCOGENIDE-GLASS-LIKE-SEMICONDUCTORS OF *Se-As* SYSTEM WITH ADDITIONS OF HALOGENS

There have been described the technique of investigation of crystallization stability of layers of chalcogenide-glass-like-semiconductors of *Se-As* system by

measuring of constant crystallization time and solidification temperature as to change of optical transparance in time at the heating of layers.

УДК 539.12; 530.145

К ПОСТРОЕНИЮ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ОДНОЙ СВОБОДНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ

Л.А. ДАДАШЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку-143, пр.Г.Джавида 33

(Поступило 03.02.95)

В данной работе рассматривается старая проблема построения релятивистской квантовой механики. Предложена традиционная формулировка в пространстве векторнозначных функций, заданных на пространстве Минковского. Исходя из аналогий с релятивистской квантовой теорией поля ($R Q F T$), определено пространство состояний и представление группы симметрии. Показано, что они унитарно-эквивалентны однополевому пространству в ($R Q F T$) и сужению представления группы Пуанкаре на то пространство. Наличие этих двух основных квантовомеханических величин дает возможность поставить вопрос о том, какие частицы описывает волновая функция.

1. Введение

Этой статьей мы начинаем небольшой цикл работ, посвященных двум вопросам:

1. какой квантовомеханический смысл имеют невторичноквантованные решения уравнений Гельфанд-Яглома;

2. как следует вторично квантовать эти решения, и какие частицы они будут после этого описывать.

Хотя указанные вопросы и обсуждаются в литературе довольно давно, результаты получены слабые и касаются они только ответа на второй вопрос в двух случаях, а именно, уравнения Клейна-Гордона и уравнения Дирака. Этот скромный успех связан в первую очередь с отсутствием четкой постановки задачи. Задачу пытались решать по аналогии с нерелятивистским случаем, но никто не описал соответствующего Гильбертова пространства, что с квантовомеханической точки зрения делало все дальнейшие усилия бессмысленными.

В данной статье за основу принят $R Q F T$ [1], в которой одиночественная проблема полностью сформулирована. Затем строится унитарное отображение этого пространства и алгебры, наблюдаемых в нем, в некоторое Гильбертово пространство функций от четырех пере-

менных и в некоторое представление группы Пуанкаре в этом пространстве.

2. Одночастичное пространство

Пусть $(H, U(g), \Psi(x), \Omega)$ - четыре основные величины аксиоматики Вайтмана [1]. H - Гильбертово пространство состояний, $U(g)$ - унитарное представление группы Пуанкаре P в H , $\Psi(x)$ - многокомпонентный оператор поля, $\Omega \in H$ - вакуумный вектор. Для этой четверки, в частности, справедливы соотношения

$$(a, \Lambda) = g \in P, \quad U(g)\Psi(x)U(g)^* = T(g)\Psi(g^{-1}x) \quad (1)$$

$$U(g)\Omega = \Omega$$

где $T(\cdot) \in R_p(SL(2c), C^k)$, k - число компонент $\Psi(x)$. Свободный характер полей выделяется условием

$$\left(L_{\mathcal{H}} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} + i\chi \right) \Psi(x) = 0 \quad (2)$$

$$L_{\mathcal{H}} \in \text{Mat}(C^k), \quad \chi \in R^*$$

В рамках (R Q F T) одночастичная проблема решается с помощью усиленного постулата спектральности. В пространстве H существует набор пространств H_i , инвариантных относительно представления $U(g)$ и сужение $U(g)$ на H_i является неприводимым представлением группы P , соответствующее массе m_i и спину σ_i , которое обозначили $\tau_i = (m_i \sigma_i)$. Основным методом построения, упомянутого во введении квантомеханического пространства, является некоторая билинейная форма. Определим сейчас эту форму и опишем построение указанного пространства. Пусть $\varphi, \chi \in S(R^d, C^k)$. Рассмотрим выражение

$$\beta(\varphi, \chi) = \langle \Omega, \Psi(\varphi)^* \Psi(\chi) \Omega \rangle$$

где

$$\Psi(\varphi) = \int \Psi_i(x) \varphi_i(x) d^d x \quad (3)$$

Тогда очевидно, β - билинейная форма на $S \times S$, где $S = S(R^l, C^k)$ и $\beta(\varphi, \varphi) \geq 0$. Мы надеемся после соответствующих преобразований из пары (S, β) сделать Гильбертово пространство. Для этого надо позаботиться о строгой положительности скалярного произведения и о полноте Гильбертова пространства. С этой целью введен ряд определений и сформулируем одну теорему.

Определение 1. Обозначим через σ^* обычную слабую топологию на пространстве S' . Положительную билинейную форму γ назовем замкнутой, если для любой последовательности $\varphi_n \in S$, такой, что

$$\left\{ \gamma(\varphi_n - \varphi_m, \varphi_n - \varphi_m) \rightarrow 0 \quad \text{и} \quad \varphi_n \xrightarrow{\sigma^*} f \right\}$$

$n, m \rightarrow \infty$

следует, что

$$f \in D(\gamma) \quad \text{и} \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \gamma(\varphi_n - f, \varphi_n - f) = 0$$

Последовательность $\{\varphi_n\}$ назовем γ -сходящейся.

Определение 2. Билинейная форма γ называется замыкаемой, если она имеет замкнутое расширение $\bar{\gamma}$.

Теорема 1. Пусть γ -замкнутая строго положительная билинейная форма, такая, что множество $B = \{f \in D(\gamma); \gamma(f, f) \leq 1\}$ является σ^* -компактным и $D(\gamma) \subset S'$. Тогда линейное множество $D(\gamma)$, снаженное билинейной формой $\gamma(\cdot, \cdot)$ является полным Гильбертовым пространством. Доказательство этого предложения является небольшой модификацией доказательства теоремы 1.11 [2]. Эта теорема к нашему случаю непосредственно неприменима, так как наша билинейная форма имеет ядро. Чтобы избавиться от этого недостатка перейдем к фактор пространству. В дальнейшем будем всюду предполагать, что β - замыкаемая форма и обозначим ее замыкание $\bar{\beta}$, а область определения $\bar{\beta}$ обозначим F . $D(\bar{\beta}) = F$.

Очевидно, что F -линейное пространство

$$S \subset F \subset S' \tag{4}$$

и пусть

$$E_0 = \{f \in F; \beta(f, f) = 0\} \tag{5}$$

Очевидно, что F_0 - линейное замкнутое подпространство в F . Введем фактор пространства.

$$\hat{F} = F/F_0 \quad \hat{S}' = S'/F_0 \quad (5)$$

и обозначим σ^* фактор топологию на \hat{S}' , $\pi: S' \rightarrow \hat{S}'$ есть каноническое отображение, тогда, как известно [3], π - непрерывное открытое отображение.

Обозначим через γ какое-либо правило выбора представителя в фактор пространстве S' , т.е.

$$\gamma: \hat{S}' \rightarrow S \quad (6)$$

такое, что γ - линейное отображение и

$$\gamma(\hat{0}) = 0 \quad (6')$$

Определим теперь на \hat{F} билинейную форму равенством

$$\hat{\beta}(\hat{f}, \hat{g}) = \bar{\beta}(\gamma(\hat{f}), \gamma(\hat{g})) \quad (7)$$

С помощью определения (5) и свойств (6') можно проверить, что $\text{Ker } \hat{\beta} = 0$, $\hat{\beta}$ - замкнутая форма и множество $\hat{f} \in \hat{S}'$: $\hat{\beta}(\hat{f}, \hat{f}) \leq 1$, σ^* - компактно, т.е. выполнены условия теоремы 1. Тогда заключаем, что линейное пространство \hat{F} , снабженное скалярным произведением $[\hat{f}, \hat{g}] = \hat{\beta}(\hat{f}, \hat{g})$ есть полное Гильбертово пространство

$$H = (F, [\cdot, \cdot]) \quad (8)$$

В дальнейшем пространство H будем называть квантовомеханическим пространством состояний. А множество операторов действующих в H назовем множеством квантовомеханических наблюдаемых.

3. Формулировка принципа релятивистской инвариантности в квантовомеханическом случае.

Обозначим $D_i = \{\Psi(\varphi)\Omega\}_{\varphi \in S}$. Очевидно, D_i - линейное подмножество в H . Пусть $H_i = \overline{D}_i$, назовем H_i однополевым пространством. Введем оператор C соотношением

$$C\varphi = \Psi(\varphi)\Omega \quad (9)$$

$$C \in L(S, H_1) \quad (9')$$

и перенесем его на фактор пространство \hat{F} соотношением

$$\hat{C} = C\gamma \quad (10)$$

тогда

$$\hat{C}\hat{\varphi} = \Psi(\gamma(\hat{\varphi}))\Omega \quad (10')$$

$$\hat{C}: F \rightarrow H_1$$

Возьмем скалярное произведение от обеих частей равенства (10'), получим

$$(\hat{C}\hat{\varphi}, \hat{C}\hat{\chi}) = \hat{\beta}(\hat{\varphi}, \hat{\chi}) = [\hat{\varphi}, \hat{\chi}]$$

откуда имеем

$$\begin{aligned} \hat{C}^*\hat{C} &= I_{\hat{F}} \\ \hat{C}^*\hat{C}^* &= I_{H_1} \end{aligned} \quad (11)$$

т.е. оператор \hat{C} осуществляет унитарный изоморфизм между однополевым пространством H_1 и квантовомеханическим пространством H . Перейдем теперь к описанию симметрии относительно группы P в квантовомеханическом пространстве.

Из соотношения (1) следует

$$U(g)\Psi(\varphi)\Omega = \Psi(\varphi_g)\Omega, \quad \varphi_g(x) = T(g)\varphi(g^{-1}x) \quad (12)$$

Если обозначить, $(R(g)\varphi)(x) = \varphi_g(x)$, то легко видеть, что

$$R(\cdot) \in Rp(P, S), \quad \|R(g)\varphi\|_F = \|\varphi\|_F \quad (13)$$

Из этих равенств следует

$$\overline{R}(\cdot) \in Rp^{(u)}(P, F) \quad (13')$$

Теперь надо перенести это семейство операторов на пространство \hat{F} . С этой целью определим операторы

$$\hat{R}(g) = \pi R(g)\gamma \quad (14)$$

и докажем, что они задают унитарное представление группы Пуанкаре на пространстве \hat{F} . Заметим, прежде всего, что из определения π и γ следуют соотношения

$$\pi\gamma(\hat{\phi}) = \hat{\phi} \quad \gamma\pi(\varphi) = \varphi + I(\varphi), \quad I(\varphi) \in F_0$$

тогда

$$\begin{aligned} \hat{R}(g_1)\hat{R}(g_2)\hat{\phi} &= \pi R(g_1)\gamma(\pi R(g_2)\gamma(\hat{\phi})) = \\ &= \pi R(g_1)(R(g_2)\gamma(\hat{\phi}) + I(\hat{\phi}, g_2)) = \\ &= \pi R(g_1)R(g_2)\gamma(\hat{\phi}) + \pi(R(g_1)I(\hat{\phi}, g_2)) = \\ &= \pi R(g_1g_2)\gamma(\hat{\phi}) = \hat{R}(g_1g_2)\hat{\phi} \end{aligned}$$

Очевидно, что

$$\hat{R}(e) = \pi\gamma = I_{\hat{F}}$$

Далее

$$\|\pi R(g)\gamma(\hat{\phi})\|_{\hat{F}} = \|R(g)\gamma(\hat{\phi})\|_{\hat{F}} = \|\gamma(\hat{\phi})\|_{\hat{F}} = \|\hat{\phi}\|_{\hat{F}}$$

В результате

$$\hat{R}(\cdot) \in Rp^{(u)}(P, \hat{F}) \quad (15)$$

Чтобы определить физическую значимость представления $\hat{R}(g)$, найдем как она связана с квантовополевым представлением $U(g)$. Имеет место следующее соотношение.

$$\hat{C}\hat{R}(g)\hat{C}^* = U_g(g) \quad (16)$$

Действительно, из (10) и (11) следует равенство

$$\hat{C}^*\Psi(\gamma(\hat{\phi}))\Omega = \hat{\phi},$$

тогда

$$\begin{aligned}\hat{C}\hat{R}(g)\hat{C}^*\Psi(\gamma(\hat{\phi}))\Omega &= \hat{C}\hat{R}(g)\hat{\phi} = C\gamma(\pi R(g)\gamma(\hat{\phi})) = \\ &= C(R(g)\gamma(\hat{\phi}) + e) = CR(g)(\gamma(\hat{\phi}) + e') = \\ &= U(g)\Psi(\gamma(\phi) + e')\Omega = \\ &= U(g)[\Psi(\gamma(\hat{\phi}))\Omega + \Psi(e')\Omega] = U(g)\Psi(\gamma(\hat{\phi}))\Omega\end{aligned}$$

так как

$$e, e' \in F_0 \quad \Psi(e')\Omega = 0, \quad \forall e \in F_0$$

Сравнивая начало и конец этой цепи равенств, получим (16).

Следующей нашей задачей будет разложение $\hat{R}(g)$ на неприводимые компоненты.

Литература

1. Н.Н. Боголюбов и др. Общие принципы квантовой теории поля. "Наука", Москва 1987.
2. Т.Като Теория возмущения линейных операторов, "Мир", Москва, 1972.
3. У. Рудин Функциональный анализ, "Мир", Москва 1975.

L.A. Dadasov

BİR SÖRBÖST RELATİTİSTİK ZƏRRƏCİKLİ KVANT MEXANİKASININ YARADILMASINA DAİR

İşde relativistik kvant mexanikasının yaradılması probleminə baxılır. Minkovski fezasında verilmiş vektor mahiyətli funksiyalar fezasının adı tə'rifli təklif olunmuşdur. Sahənin relativistik kvant nəzəriyyəsinə (S.R.K.N.) oxşar olaraq kvant halları fezası və simmetriya qrupları təsviri tə'yin olunmuşdur. Onların bir-saheli fezaya (S.R.K.N.) unitar ekvivalent olduğu və Puankare qrupunun həmin fezaya daralması göstərilmişdir. Bu iki esas kvant mexaniki kəmiyyətin varlığı dalgə funksiyaların hansı zərrəcikləri təsvir edə bildiyi məsələsini həll etməyə imkan verər.

L.A. Dadashev

ON THE CONSTRUCTION OF QUANTUM MECHANICS OF ONE RELATIVISTIC TREE PARTICLE

In the given paper the old problem of construction of relativistic quantum mechanics is considered. We propose here the traditional approach in the space of

vector valued functions defined on Minkovskie space. By analogy with relativistic quantum field theory (R Q F T) state space and representation of Poincare group is defined. It is shown that they are unitary equivalent to one field a subspace and restriction of representation Poincare group on this subspace. The existanse of these two basic quantum mechanical values let us ask what particles are described by given wave function.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ $TlGaTe_2-TlInS_2$ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ $Tl_2InGaS_2Te_2$

**Ф.М. СЕИДОВ, Э.М. КЕРИМОВА, В.А. РАМАЗАНЗАДЕ,
Л.А. ИСМАИЛЗАДЕ**

*Институт Физики АН Азербайджана,
Баку-143, пр.Г. Джавида 33
(Поступило 03.01.95)*

Построены диаграммы состояния системы $TlGaTe_2-TlInS_2$ на основе физико-химического анализа. Установлено, что $Tl_2InGaS_2Te_2$ является индивидуальным химическим соединением с конгруэнтным плавлением при 958 К и на имеет области гомогенности. Показано, что соединение $Tl_2InGaS_2Te_2$ является полупроводником. Энергия активации собственных носителей тока, рассчитанная по наклону кривой $1g\sigma = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ равна 1.84 эВ.

Как известно, таллиевые халькогениды галлия и индия представляют собой класс полупроводниковых материалов [1-3].

Исследования систем $TlGaX_2-TlInX_2$, $TlInX_2-TlInX_2$ ($X-S$, Se , Te) [4, 5] показали наличие широких областей гомогенности.

Соединения $TlInS_2$, $TlGaTe_2$ [6, 7] обладают полупроводниковыми свойствами. Поэтому представляет интерес исследование диаграммы состояния системы $TlGaTe_2-TlInS_2$, построенной на основе $TlGaTe_2$, $TlInS_2$ и изучение ее свойств.

В настоящей работе представлены результаты исследования системы $TlGaTe_2 - TlInS_2$, сведения о которой в литературе отсутствуют. Для построения диаграммы состояния системы $TlGaTe_2 - TlInS_2$ было приготовлено 14 образцов. Исходные соединения $TlGaTe_2$, $TlInS_2$ синтезировали прямым сплавлением элементов высокой частоты, взятых в стехиометрическом соотношении, в кварцевых ампулах, вакуумированных до $1.3 \cdot 10^{-2}$ Па. Режим синтеза сплавов выбрали, основываясь на температуре их плавления: 1033 К - для $TlGaTe_2$, 1050 К - для $TlInS_2$. Каждый сплав нагревали выше температуры плавления исходных соединений и выдерживали при этой температуре в течение 4-5 ч, затем температуру в печи медленно понижали до комнатной. Синтезированные сплавы для гомогенизации отжигали в течение 20 суток при 700 К в случае сплавов богатых теллуром, и - в течение 27 суток при 770 К в случае сплавов богатых серой.

Полученные образцы исследовали методом дифференциального термического анализа. ДТА проводили на установке НТР-64, позволяющей фиксировать температуру фазовых превращений с точностью $\pm 3\text{-}5$ К. Скорость нагревания составляла 2-4 К/мин. Температуру контролировали P_rP/P_h - термопарой, проградуированной по реперным веществам в интервале 427-1560 К. Для количественных расчетов термограммы записывали в одинаковых условиях эксперимента.

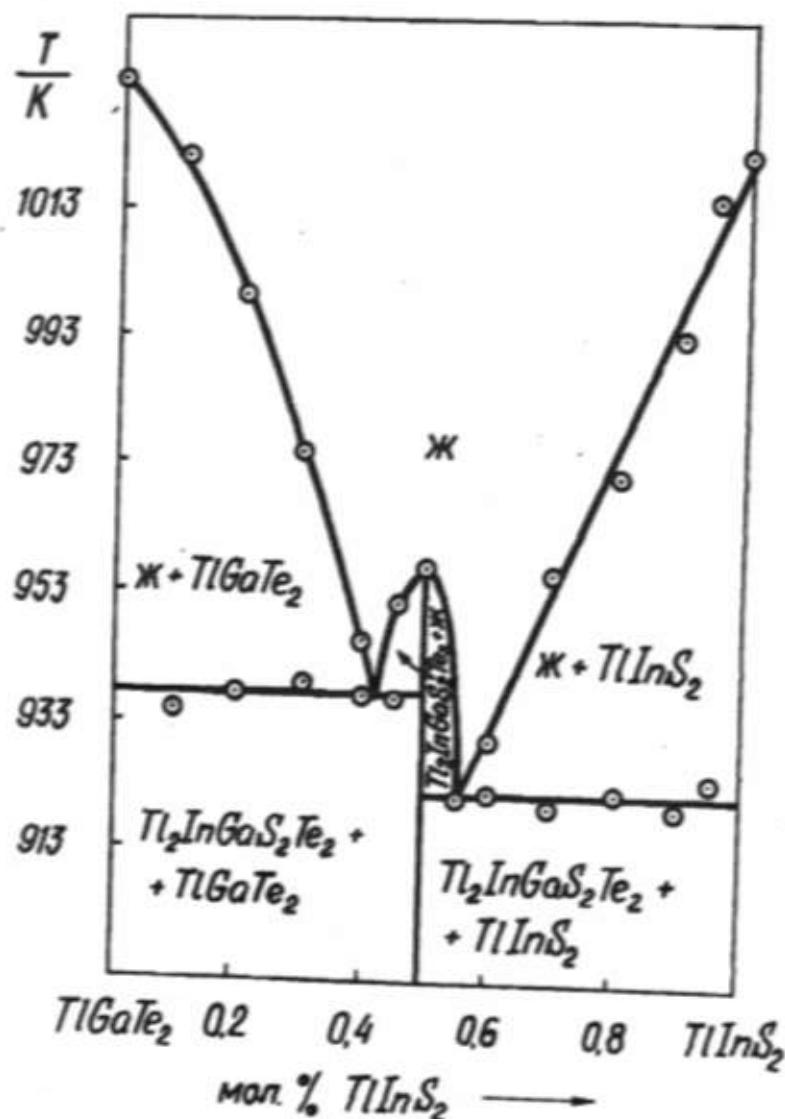


Рис. 1. Диаграмма состояния системы $TlGaTe_2$ - $TlInS_2$.

Построенная по результатам физико-химического анализа диаграмма состояния системы $TlGaTe_2$ - $TlInS_2$ представлена на рисунке 1. Обе компоненты системы плавятся без перитектического разложения, не подвергаясь фазовым превращениям. Следовательно система $TlGaTe_2$ - $TlInS_2$ - характерная псевдобинарная система. Для построения диаграммы состояния системы $TlGaTe_2$ - $TlInS_2$ было приготовлено 12 сплавов.

Как следует из представленной на рисунке 1 диаграммы состояния при соотношении компонентов 1:1 образуется предполагаемое химическое соединение $Tl_2InGaS_2Te_2$ с конгруэнтным плавлением при 958 К. Область гомогенности для данного соединения отсутствует. В первой части диаграммы от $Tl_2InGaS_2Te_2$ до $TlGaTe_2$ образуется простая эвтектика. Эвтектический состав при этом $[TlGaTe_2] = 0.58$, $[TlInS_2] = 0.42$, а изотермическая линия - температура 938 К. Во второй части диаграммы между $TlInS_2$ и $Tl_2InGaS_2Te_2$ также образуется простая эвтектика. Эвтектические остановки с максимальной длительностью при составе $[TlGaTe_2] = 0.45$, $[TlInS_2] = 0.55$ характеризуются коннодой, соответствующей температуре 922 К.

Рентгенографический анализ соединения $Tl_2InGaS_2Te_2$ проводили на установке УРС-55 и CuK_{α} - измерения в камере РКД-57,3.

Указанное соединение кристаллизуется в моноклинной сингонии с параметрами элементарной ячейки $a=10.64$, $b=10.62$, $c=15.31$ Å, $\beta=100^\circ$, $z=16$.

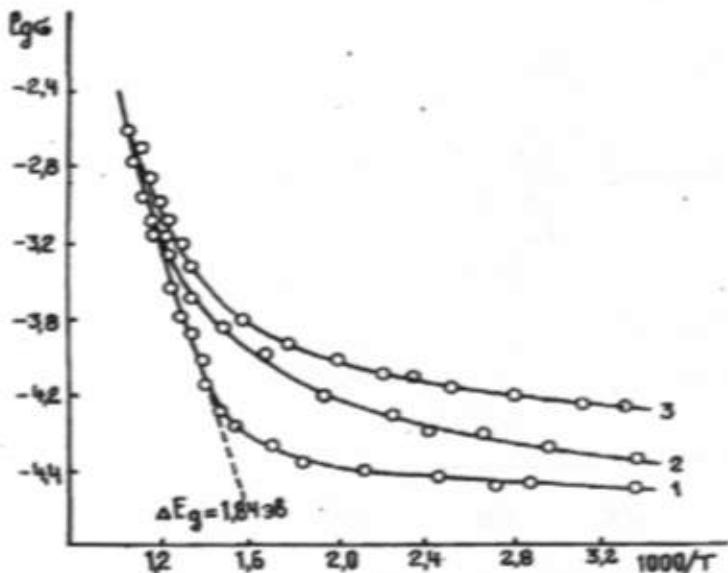


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности кристаллов $Tl_2InGaS_2Te_2$.

На рисунке 2 приводятся характерные температурные зависимости электропроводности для трех образцов соединения $Tl_2InGaS_2Te_2$. Слабое изменение электропроводности в области относительно низких температур обусловлено наличием в кристаллах примесных центров акцепторного характера. Экспоненциальный рост σ с температурой в области высоких температур связан с появлением собственной проводимости. Ширина запретной зоны, определенная из наклона этих кривых составляет 1.84 эВ.

Изучено взаимодействие в системе $TlGaTe_2-TlInS_2$ и установлено, что при соотношении компонентов 1:1 образуется химическое соединение $Tl_2InGaS_2Te_2$ с конгруэнтным плавлением при 958 К. Исследования электрических свойств показали, что энергия активации собственных носителей тока $Tl_2InGaS_2Te_2$, рассчитанная по наклону кривой $lg\sigma = f\left(\frac{1000}{T}\right)$, равна 1.84 эВ.

Литература

1. Guseinov G.D., Ramazanzade A.M., Kerimova E.M., Ismailov M.Z. Phys.Stat. Solidi, 1967.
2. Гусейнов Г.Д. Поиск и физические исследования новых полупроводников-аналогов. Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. Вильнюс, 1972, с. 60.
3. Guseinov G.D., Abdullaev G.B., Bidzina S.M., Seidov F.M. et al, Phys. Lett. A 1970.
4. Рустамов П.Г., Абдуллаева С.Г., Алиев О.М., Наджафов А.И., Годжасеев М.М., Сеидов Ф.М. Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1983, 19, 479.
5. Бахышов А.Э., Ахмедов А.М. Изв. АН СССР. Неорг. материалы, 1979, 15, 417.
6. Керимова Э.М. Исследование электрофизических свойств полупроводниковых фаз из серии монохалькогенидов индия. Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук, Баку, 1970, с. 15.
7. Гусейнов Г.Д., Абдуллаев Г.Б., Сеидов Ф.М., Халилов Х.Я., Исмайлов М.З. Журнал физической химии, 1975, XIX, № 11, с. 3000.

F.M. Seyidov, E.M. Karimova, V.A. Ramazanzada, İ.Ə. İsmayılov

$TlGaTe_2-TlInS_2$ SİSTEMİNİN VƏ $Tl_2InGaS_2Te_2$ KRİSTALLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQİQİ

$TlGaTe_2-TlInS_2$ sisteminde qarşılıqlı tə'siri tədqiq etmek məqsədilə fiziki-kimyəvi analiz əsasında hal diaqramı qurulmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $Tl_2InGaS_2Te_2$ 958 K-də əriyən kongruent birleşmedir və homogen oblastına malik deyil.

Elektrik xassolarının tədqiqi göstərir ki, $Tl_2InGaS_2Te_2$ birləşməsi yarımkəriçicidir və məxsusi yük daşıyıcılarının $1g\sigma = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ səyrisinin meylindən hesablanan aktivleşme enerjisi 1,84 eV-dir.

F.M. Seidov, E.M. Kerimova, A.M. Ramazanzade, L.A. Ismailzade

INVESTIGATION OF $TlGaTe_2-TlInS_2$ SYSTEM AND ELECTRICAL PROPERTIES OF $TlInGaS_2Te_2$ CRYSTALS

The state diagrams of $TlGaTe_2-TlInS_2$ systems for study of an interaction in these systems on the base of a physical-chemical analyse are constructed. It is established that $TlInGaS_2Te_2$ is individual chemical compound with congruent melting at 958 K and it has not homogeneity region. Investigation of electric properties show that compound $TlInGaS_2Te_2$ is semiconductor. The activation energy of own charge carries calculated by slope of a curve $1g\sigma = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ is equal 1,84 eV.

УДК 537.226.8+541.6

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ИНФРАНИЗКИХ ЧАСТОТАХ

А.И. МАМЕДОВ, М.А. КУРБАНОВ
М.Г.ШАХТАХТИНСКИЙ, С.Н. МУСАЕВА
*Институт Физики АН Азербайджана,
Баку - 143, пр. Г.Джавида 33
(Поступило 06.03.95)*

В этой работе исследованы частотные и концентрационные зависимости диэлектрических характеристик (ϵ, t_{gd}) и частотные зависимости электропроводности композита ПВДФ+ПКР-ЗМ. Установлено, что уменьшение ϵ и t_{gd} на инфракрасных частотах связано с процессами взаимодействия между фазами, а уменьшение ϵ и рост t_{gd} на радиочастотном участке - с релаксационными процессами внутри зерен пьезокерамики. Показано, что при уменьшении концентрации частиц пьезонаполнителя аномальный рост t_{gd} объясняется возникновением в композите качественно новой фазы. Сделан предварительный вывод о механизме перехода зарядов в таких гетерогенных структурах-полимер-пьезозелектрик.

Ранее нами было показано, что граничные поляризационные процессы, формирование сильного локального поля на границе раздела фаз и электронные состояния границ в итоге определяют пьезоэлектрические свойства пьезоактивных композиций [1,2]. Большую роль играют межфазные взаимодействия электрон-домен и электрон-ион. Проводимость отдельных фаз и механизм переноса инжектированных зарядов при электротермополяризации в пьезоактивных композитах определяют вероятность аккумуляции зарядов на границе раздела фаз. Поэтому дифференциация вышеуказанных процессов позволяет выявить основной вид межфазного взаимодействия в формировании высокополяризационного состояния пьезочастиц, а следовательно, пьезоэлектрического свойства композита полимер-пьезозелектрик в целом. Одним из важных методов дифференциации вкладов различных видов электронно-ионных и электронно-доменных процессов является исследование проводимости и диэлектрических характеристик композитов в широких пределах частот, включая инфракрасные.

В качестве исследуемого композита выбран ПВДФ+ПКР-ЗМ (ПВДФ-поливинилиденфторид, ПКР-пьезокерамика ростовская). Объемное содержание пьезофазы варьировалось от 10% до 60%. Час-

тотный диапазон выбран от 10^{-3} до 10^7 Гц. Температура исследования соответствует комнатной температуре. Надмолекулярная структура и межфазные взаимодействия в композите регулировались путем изменения температурно-барисевого режима получения композита.

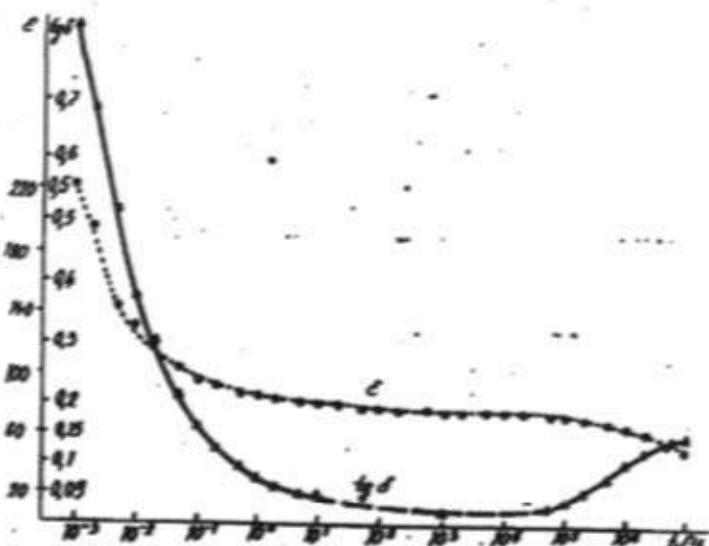


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ композита ПВДФ+60% об ПКР-3М от частоты.

Характерной особенностью частотных характеристик композитов является монотонное уменьшение ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ с ростом частоты, причем, наиболее существенное изменение имеет место в области инфразвуковых частот ($10^{-2} \div 1$) Гц (рис.1). Увеличение объемного содержания пьезоизделия в композите приводит к скачкообразному росту диэлектрической проницаемости (рис.2, а), измеренной при низких частотах. Участок скачкообразного роста соответствует 20-30% об. ПКР-3М. Амплитуда скачка существенно зависит от частоты измерения ϵ , что свидетельствует о большом времени релаксации τ поляризации, ответственной за изменение диэлектрической проницаемости композита. Если характер зависимости от Φ пьезокерамики сохраняется во всем диапазоне частот от 10^{-2} до 10^2 Гц, то соответствующие зависимости $\operatorname{tg}\delta$ при различных частотах существенно отличаются. При частотах выше 1 Гц значение $\operatorname{tg}\delta$ практически не зависит от объемного содержания пьезокерамики ПКР-3М, в то время как в области более низких частот ($10^{-2} \div 10^{-1}$) Гц $\operatorname{tg}\delta$ растет с уменьшением содержания ПКР-3М в композите (рис.2, б). При этом скорость роста $\operatorname{tg}\delta$ увеличивается по мере уменьшения концентрации ПКР-3М. Учитывая тот факт, что ди-

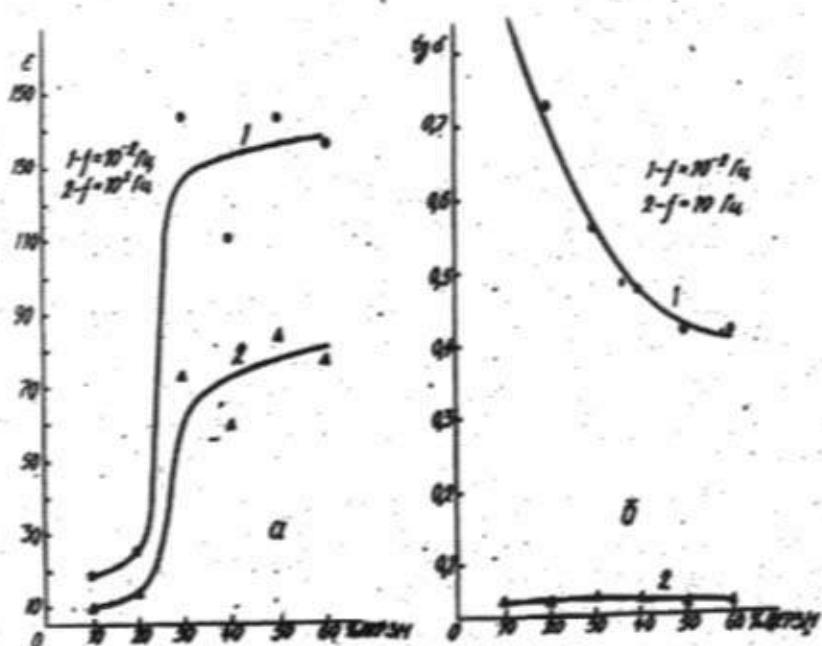


Рис.2. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ (а) и $\operatorname{tg}\delta$ (б) композита ПВДФ+ПКР-3М от объемного содержания ПКР-3М при различных частотах.

электрические потери полимерной матрицы поливинилиденфторида (ПВДФ) заметно малы по сравнению с потерями в композите, аномальный рост $\operatorname{tg}\delta$ при уменьшении концентрации частиц ПКР-3М приводит к предположению о существовании механизмов диэлектрических потерь, которые не характерны для каждой из фаз композита в отдельности. Это может быть следствием возникновения в композиционном материале качественно новой фазы, которая характеризуется большим временем релаксации, соответствующим диапазону инфракраских частот. Аномальный рост $\operatorname{tg}\delta$ можно также объяснить, если предположить, что частотные характеристики, представленные на рис.1 являются участками, следующими за релаксационными максимумами $\operatorname{tg}\delta$, которые могут иметь место при более низких частотах. Для объяснения закономерностей изменений частотных и концентрационных зависимостей ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ были исследованы частотные зависимости электропроводности для составов, содержащих 10% и 60% объемные ПКР-3М (рис.3). В двойном логарифмическом масштабе эта зависимость имеет вид ломаной, состоящей из двух прямолинейных участков с различными наклонами. Область излома соответствует час-

тотам, при которых появляется концентрационная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ (рис.1,б). Участки с различными наклонами соответствуют различным показателям степенной зависимости σ от частоты, что свидетельствует о существовании разных механизмов диэлектрических потерь.

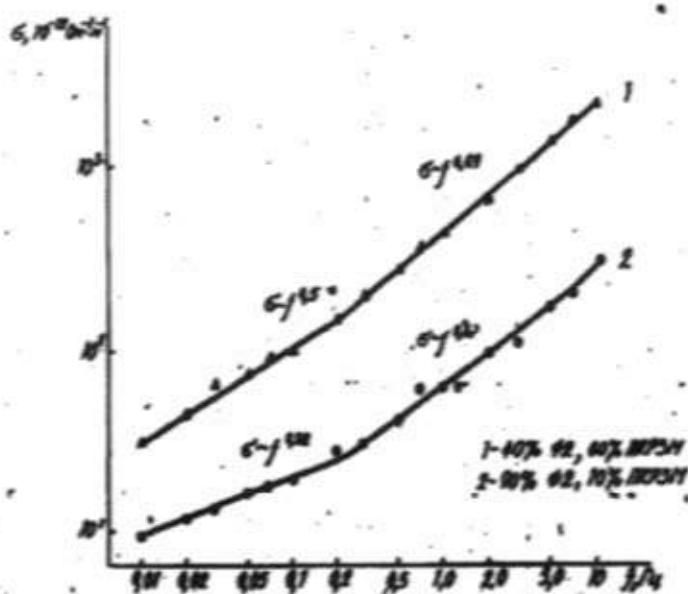


Рис.3. Зависимость удельной электропроводности σ композита ПВДФ+ПКР-3М от частоты.

Анализируя зависимости $\sigma \approx f^\beta$, с учетом значения $B(0,5 < B < 0,69)$ можно в первом приближении сделать вывод о том, что перенос заряда в этих композитах осуществляется прыжковым механизмом по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми квазизапрещенной зоны полимерной фазы граничного слоя.

Из рис.1 также видно, что частотные зависимости ε и $\operatorname{tg}\delta$ имеют три характерных участка: участок снижения ε и $\operatorname{tg}\delta$ с ростом частоты в области инфразвуковых частот ($10^{-3} \div 10$) Гц и радиочастотный участок ($10^5 \div 10^7$) Гц, на котором наблюдается снижение ε и рост $\operatorname{tg}\delta$. Очевидно, что двум участникам частотной зависимости ε и $\operatorname{tg}\delta$ соответствуют различные механизмы поляризации композита. Область дисперсии на инфразвуковых частотах естественно связать с процессами взаимодействия между фазами, а область радиочастотной дисперсии - с релаксационными процессами внутри зерен пьезокерамики. Извест-

но, что с повышением частоты начинают последовательно исчезать миграционная, дипольная (доменная), ионная и электронная поляризации. Следовательно, при частотах, при частотах выше которых не могут возникнуть соответствующие виды поляризации, относительная диэлектрическая проницаемость уменьшается, а $\tan \delta$ растет. Поэтому уменьшение ϵ и $\tan \delta$ в области частот от 10^3 до 1 Гц можно связать с миграционной поляризацией композита, точнее миграцией существующих носителей заряда в приповерхностном слое.

Комплексный анализ электрофизических и пьезоэлектрических свойств композитов полимер-пьезоэлектрик также показывает, что композит не является механической смесью компонент, в нем образуется межфазный слой на границе раздела пьезочастица-полимер и этот слой, а также электронно-ионные, поляризационные процессы, происходящие в нем, определяют активные свойства пьезокомпозитов.

Литература

1. Мусаева С.Н., Мамедов А.И., Кулиев М.М., Курбанов М.А. Граничные поляризационные процессы и пьезоэффект в композитах полимер-пьезоэлектрик.- Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции "Актуальные проблемы получения и применения сегнето-, пьезо-, пироэлектриков и родственных им материалов", Москва, НИИТЭХИМ, 1991, с.23-24.
2. Мусаева С.Н., Мамедов А.И., Бахышов А.Э., Шахтахтинский М.Г., Курбанов М.А.- Вестник Бакинского Университета, 1992, № 1, с.15-18.

Ə.İ. Məmmədov, M.Ə. Qurbanov, M.N. Şahtaxtinski, S.N. Musayeva

INFRAAŞAĞI TEZLİKLƏRDƏ KOMPOZİT MATERİALLARIN DİELEKTRİK PARAMETRLƏRİ

Bu məqalədə PVDF+PKR-3M kompozitin dielektrik xarakteristikalarının ($\epsilon, \tan \delta$) təziik və konsentrasiya asılılıqları, elektrik keçiriciliyinin təzlik asılılıqları tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, infraaşağı təzliklərdə ϵ və $\tan \delta$ -nın azalması fazalar arasında qarşılıqlı tə'sir prosesləri ilə, radio təzliklərdə isə ϵ -nın azalması və $\tan \delta$ -nın artması pyczokeramika hissəcikləri daxilində relaksasiya prosesləri ilə əlaqədardır. Gösterilmişdir ki, pyczohissəciklərin konsentrasiyası artırıqca $\tan \delta$ -nın anomal artması kompozitdə keyfiyyətə yeni fazanın yaranması ilə izah olunur. Polimer-pyczoelektrik kimi heterogen strukturlarda yüklerin daşınma mexanizmi haqqında ilkin nəticə alınmışdır.

A.I.Mamedov, M.A. Kurbanov, M.G. Shakhtakhtinskiy, S.N. Musayeva

DIELECTRIC PARAMETERS OF COMPOSITION MATERIALS OVER INFRALOW FREQUENCIES

In this paper frequency and concentration dependences of dielectric characteristics ($\epsilon, \operatorname{tg}\delta$) and frequency dependences of electrical conduction of composite PVDF+PZT-3M are investigated. It is established, that decrease of ϵ and $\operatorname{tg}\delta$ over infralow frequencies relates to the interaction processes between phases and the decrease of ϵ and growth of $\operatorname{tg}\delta$ over radio frequencies - to relaxation processes inside grain of piezoceramic. It is shown, that with decrease of concentration of piezofiller particles the anomalous growth of $\operatorname{tg}\delta$ is explained by the origin of qualitatively new phase in the composite. It is drawn preliminary conclusion about mechanism of charge transport in those heterogeneous structures - polymer - piezoelectric.

УДК 538. 56:621. 365

ЭФФЕКТ БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАСТВОРАХ АЦЕТОН-БЕНЗОЛ

Э.Р. КАСИМОВ, Ч.О. КАДЖАР

Институт Фотоэлектроники Академии Наук,
Баку-Азербайджан

М.А. КАЛАФИ

Центр Исследований Прикладной Физики,
Табrizский Университет,
Табриз-Иран
(Поступило 14.12.94)

Показаны условия резонансного безотражательного поглощения электромагнитного излучения в регулируемом по толщине слое полярного диэлектрика. По результатам исследования диэлектрических свойств растворов ацетон-бензол в диапазоне сантиметровых длин волн установлено существование в этих растворах спектра концентраций, при которых возникает резонансное безотражательное поглощение излучения.

Получение и исследование материалов, поглащающих электромагнитное излучение без заметного его отражения, представляет научный и особенно практический интерес. Наиболее перспективны в этом отношении всевозможные композиционные материалы, технология получения которых сравнительно проста.

На основе анализа результатов, полученных в работах [1,2], можно показать, что при определенных условиях в полярных диэлектриках, обладающих дисперсией волн, может иметь место полное гашение (безотражательное поглощение) проходящего через него и отраженного от проводящей поверхности электромагнитного излучения. Экспериментальное обнаружение этого эффекта прямым исследованием отражательных характеристик полярных диэлектриков в широком диапазоне частот затруднено из-за необходимости большого количества технических средств. Проще использовать в качестве объекта исследования растворы полярных веществ в неполярном растворителе. В этом случае условия, при которых возникает эффект безотражательного поглощения электромагнитного излучения, достигаются путем изменения состава растворов.

Методы исследования

Экспериментальная проверка возможности возникновения эффекта гашения электромагнитного излучения в слое полярного диэлектрика, нанесенного на идеально проводящую поверхность, проведена на примере растворов ацетона в неполярном бензоле. Учитывая, что дисперсионная область ацетона лежит в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн, исследования были выполнены при длине волны $\lambda=1,5$ см и температуре $T=20^{\circ}\text{C}$. Измерения отражательных характеристик данных растворов проводились с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны Р2-66 и Я2Р-67 и связанной с ним короткозамкнутой на конце измерительной волноводной ячейки; последняя термостатировалась и содержала механизм плавного регулирования толщины слоя раствора. По экспериментально снятым зависимостям модуля коэффициента отражения R волны от толщины l слоя раствора в ячейке определялись минимальные значения R и исследовалась их зависимость от концентрации полярного компонента в растворе. Параллельно проводилась количественная оценка диэлектрических свойств исследуемых растворов с применением описанного в [3] метода измерения. Этот метод основан на определении диэлектрической проницаемости ϵ' и диэлектрических потерь ϵ'' раствора по данным измерения коэффициента стоячей волны η и толщины l слоя раствора в точке первого минимума зависимости R от l . В качестве компонентов исследуемого раствора использовались ацетон и бензол марки ХЧА.

Обсуждение результатов.

Результаты измерений ϵ' и ϵ'' растворов ацетон-бензол представлены в таблице 1 и на рис. 1,2. Они подтверждают и дополняют существующие литературные данные работы [4] о ϵ' , ϵ'' , полученные при длинах волн 3,21 см и 0,815 см. Диэлектрические свойства чистого ацетона достаточно хорошо описываются в области дисперсии уравнением Дебая. При средних концентрациях ацетона в бензоле лучшее приближение дает уравнение Дебая-Коула.

Получаемое при этом распределение α времен релаксаций незначительно по величине и снижается с последующим разбавлением ацетона бензolem.

Характерным для исследованных растворов является слабая зависимость вероятного времени релаксации τ от концентрации X ацетона в растворе, что свидетельствует о слабо выраженных межмолекулярных взаимодействиях и хаотическом распределении ориентации полярных молекул в растворе (рис. 1). По этой причине в растворах

Таблица 1.

Диэлектрические проницаемости ϵ' , диэлектрические потери ϵ'' , времена релаксации T и параметр α распределения T при весовых концентрациях X ацетона растворов ацетон-бензол (Длина волны $\lambda = 1,5 \text{ см}$; температура 20°C)

$X, \%$	ϵ'	ϵ''	$T \cdot 10^{12}$ сек.	α
0,0	2,28			
0,97	2,38	0,034	2,65	0
1,48	2,46	0,060	2,65	0
2,86	2,63	0,120	2,70	0
5,00	2,92	0,230	2,78	0
9,20	3,50	0,470	3,00	0,05
13,5	4,05	0,680	3,10	0,07
23,2	5,40	1,250	3,15	0,08
33,3	6,76	1,800	3,36	0,10
100,0	18,0	6,800	3,44	0,02

заметную роль приобретают флуктуационные процессы; в частности, действие флуктуаций концентраций приводит к появлению отрицательных отклонений в концентрационной зависимости ϵ' и ϵ'' от аддитивного хода, экспериментально обнаруженной в широком интервале частот и температур [4].

Найденные экспериментальные концентрационные зависимости ϵ' и ϵ'' при $\lambda = 1,5 \text{ см}$ и $T = 20^\circ\text{C}$ были использованы для расчета условий, при которых в рассматриваемых растворах возможно появление эффекта безотражательного поглощения электромагнитного излучения. Согласно [2], этот эффект мог бы реализоваться в точках минимумов зависимости модуля коэффициента отражения R от толщины l слоя вещества при выполнении следующих условий:

$$(1+y^2)\lambda_b/\lambda_0 = \operatorname{th}(2\pi y l_0/\lambda_0) - y \operatorname{tg}(2\pi l_0/\lambda_0) \\ y \operatorname{sh}(4\pi y l_0/\lambda_0) + \sin(4\pi l_0/\lambda_0) = 0 \quad (I)$$

где

$$y = \operatorname{tg} \Delta / 2; \quad \Delta = \arctg \epsilon'' / (\epsilon' - p); \\ p = (\lambda / \lambda_c)^2; \quad \lambda_b = \lambda / \sqrt{1-p};$$

λ_b, λ_0 - длины волн в направляющей системе соответственно пустой и заполненной исследуемым веществом; λ_c - критическая длина волны направляющей системы; l_0 - толщина слоя вещества, при которой отражение волны отсутствует.

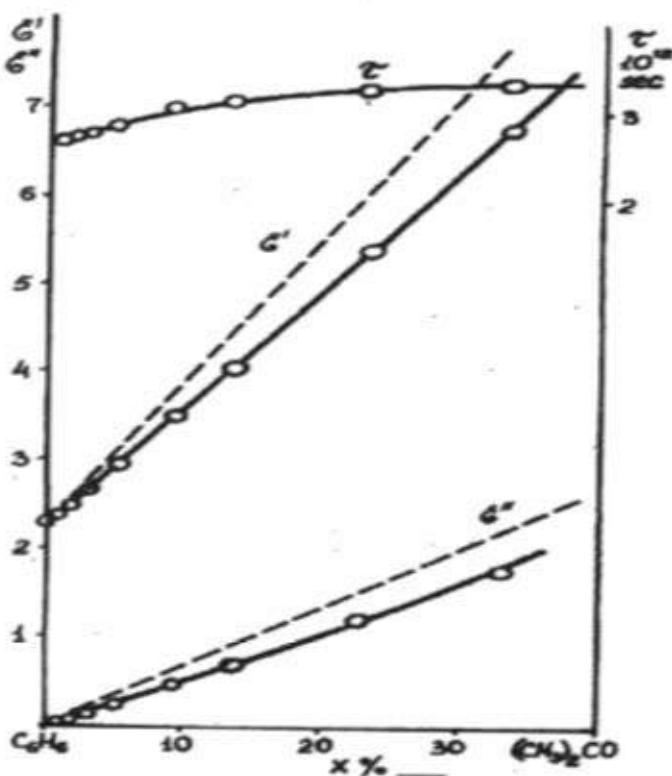


Рис. 1. Концентрационные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' , диэлектрических потерь ϵ'' и времени релаксации τ растворов ацетон-бензол при длине волны $\lambda=1,5 \text{ см}$ и температуре $T=20^\circ\text{C}$.

Величина l_0 , входящая в (I), близка к $(2n-1)\lambda_0 / 4$ и отличается от последней на малую величину, зависящую от свойств вещества и номера n минимума зависимости R от l . В приведенных координатах $\epsilon_1 = (\epsilon' - p) / (1-p)$, $\epsilon_2 = \epsilon'' / (1-p)$ уравнения (I) трансформируются в семейство кривых для заданных номеров минимумов зависимостей R от l , при которых реализуемо условие $R=0$ (кривые I рис.2). Характерно, что с увеличением номера n кривые этих зависимостей приближаются к оси абсцисс. Последнее обстоятельство указывает на возможность безотражательного поглощения электромагнитного излучения веществом, даже с очень малым значением диэлектрических потерь, которое, как следует из рис.2, реализуется при значительных толщинах слоя вещества.

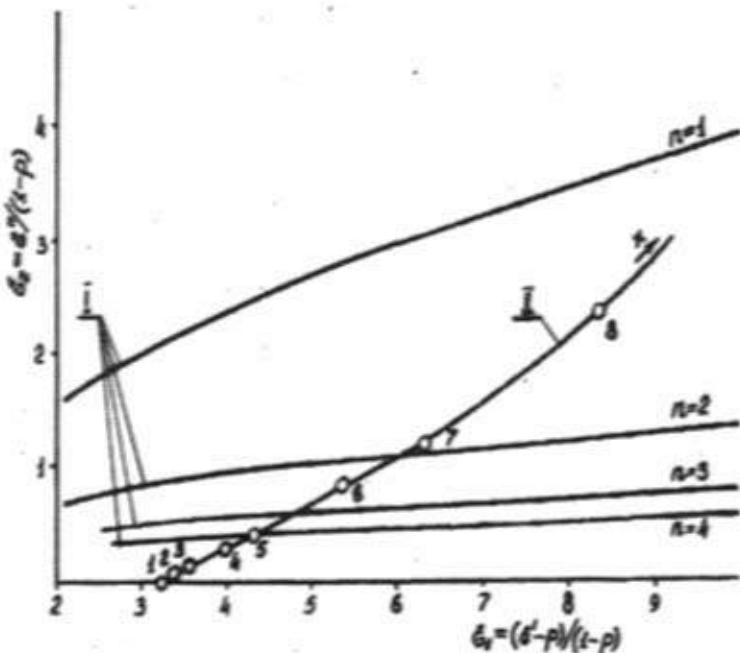


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные данные зависимости между приведенными значениями диэлектрической проницаемости ε_1 и диэлектрических потерь ε_2 .

I - теоретически рассчитанные зависимости ε_2 от ε_1 , соответствующие условиям безотражательного поглощения электромагнитного излучения в полярных диэлектриках.

II - экспериментальная зависимость ε_2 от ε_1 растворов ацетон-бензол при длине волны $\lambda = 1,5 \text{ см}$, температуре $T = 20^\circ\text{C}$. Значения весовых концентраций X ацетона в растворе: 0(1); 0,97(2); 1,48(3); 2,86(4); 5,0(5); 9,2(6); 13,5(7); 23,2(8).

Нанесенные на ту же координатную плоскость $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$ экспериментальные данные растворов различной концентрации определяют поведение экспериментальной зависимости ε_2 от ε_1 рассматриваемого раствора ацетон-бензол (кривая II рис.2). Так как у бензола $\varepsilon'' = 0$, то с ростом концентрации ацетона в растворе график зависимости ε_2 от ε_1 растворов ацетон-бензол начинается с точки, лежащей на оси абсцисс, и заканчивается в верхней части плоскости $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$ точкой с координатами, соответствующими чистому ацетону. При своем движении к этой координатной точке кривая пересечет семейство линий резонансного безотражательного поглощения излучения растворов, описываемых уравнениями (I). Учитывая указанный характер распо-

ложений линий резонансных значений ϵ' и ϵ'' , следует ожидать существование бесконечного ряда концентраций ацетона в неполярном бензole и толщин отражающего слоя раствора, при которых возникает эффект полного гашения отраженного излучения. К сожалению, поведение ϵ' и ϵ'' бинарных растворов с изменением их состава трудно выразить аналитически. Поэтому для расчета резонансных концентраций x_0 ацетона в растворе и соответствующих им резонансных значений ϵ'_0 и ϵ''_0 был применен графо-аналитический метод реше-
ния уравнений (1) с использованием полученных в настоящей работе данных измерений ϵ' и ϵ'' растворов ацетон-бензол различных кон-
центраций. Результаты этих расчетов для первых восьми нулевых ми-
нимумов R представлены в таблице 2.

Таблица 2.
Диэлектрические проницаемости ϵ'_0 , диэлектрические потери ϵ''_0 и
концентрации ацетона X_0 растворов ацетон-бензол в точках нулевых
минимумов модуля коэффициента отражения R волны.
(Длина волны $\lambda = 1,5 \text{ см}$; температура 20°C ; критическая длина волны
направляющей системы $\lambda_2 = 2,3 \text{ см}$).

Номера l нулевых минимумов R	Расчетные значения			Экспериментальные значения	
	ϵ'_0	ϵ''_0	$X_0, \%$	$X_0, \%$	$(2l-1) X_0, \%$
1	9,40	2,880	47,0	47,6	47,6
2	3,92	0,615	12,2	12,5	37,5
3	3,14	0,334	6,4	6,8	34,0
4	2,89	0,230	4,5	4,6	32,2
5	2,68	0,178	3,3	3,5	31,5
6	2,54	0,141	2,5	2,7	29,7
7	2,47	0,118	2,0	2,3	29,9
8	2,43	0,098	1,8	2,0	30,0

Там же для сравнения приведены резонансные концентрации x_0 ацетона в растворе, которые получены из анализа концентрационных зависимостей модуля коэффициента отражения волны в точках минимумов экспериментальных кривых зависимостей R от l (рис.3). Для каждого номера l концентрационные зависимости имеют характерный нулевой минимум $R = \emptyset$. С увеличением l он смещается в сторону низких концентраций ацетона; при этом расстояния между близлежащими экстремумами кривых уменьшаются и стремятся при больших l к нулевому значению.

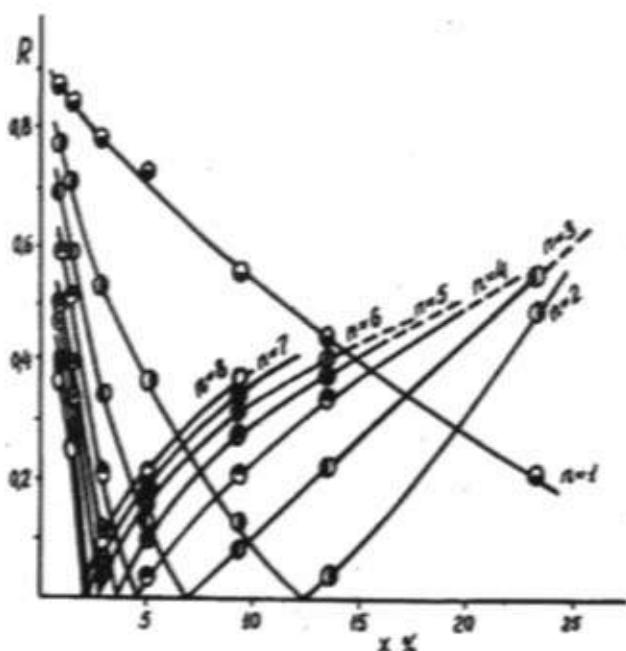


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента отражения R электромагнитной волны от весовой концентрации X ацетона в растворе ацетон-бензол для первых восьми минимумов R кривых для разной толщины слоя раствор.

Длина волны $\lambda = 1,5$ см; температура $T = 20^\circ\text{C}$.

Анализ информационных данных о резонансных значениях x_0 показывает, что величина x_0 пропорциональна $1/(2n-1)$; эта зависимость между x_0 и n сохраняется точнее при больших значениях n , когда выполнены условия малости фактора диэлектрических потерь y . Достаточная близость расчетных и экспериментальных значений резонансных концентраций x_0 в растворах ацетон-бензол подтверждает правоверность исходных теоретических выводов о существовании в растворах полярного вещества при заданных температуре и определенной частоте падающего излучения ряда концентраций, при которых имеет место эффект полного гашения отраженного электромагнитного излучения.

Теоретически предсказанный и экспериментально найденный эффект безотражательного поглощения электромагнитного излучения носит общий характер; он имеет место в дисперсионной области вещества и может быть выявлен при определенном подборе частот излучения, температур или составов растворов.

Литература

1. Preissner I. NTZ Arch. - (1989), 4, 175
2. Касимов Р.М. Измерительная техника, (1970), 10, 48
3. Касимов Р.М. Метрология, (1987), 7, 45
4. Шахнаронов М.И., Касимов Р.М., Ахадов Я.Ю. Украинский физический журнал, (1962), 7, 874

E.R. Qasimov, M.A. Kaləfi, Ç.O. Qacar

ASETON-BENZOL MƏHLULLARINDA ƏKSOLUNMAYAN İFRAT YÜKSƏK TEZLİKLİ ŞUANIN UDULMA EFFEKTİ

Qalınlığı tənzim olunan polyar dielektrik materialları üçün eksolunmayan rezonans udulma şərtləri göstərilmişdir.

Aseton-berzol mehlullarının dielektrik xassalarının öyrənilməsindən alınan tədqiqat işlərinin nticələrinə əsasən santimetrik dalğalar diapazonunda ele konsentrasiyaların olduğu aşkar olunmuşdur ki, həmin konsentrasiyalarda şüaların eks olunmaya rezonans udulması müşahidə olunur.

E.R. Kasimov, M. Kalafy, Ch.O. Qajar

THE EFFECT OF REFLECTIONLESS ABSORPTION OF MICROWAVE RADIATION IN ACETONE-BENZENE SOLUTIONS

The problem reflectionless absorption of electromagnetic radiation from perfect conductive surface by layer of polar dielectric is considered. It is shown that in dispersion regions of polar liquids must exist serieses of concentrations, at which realise such effect. The investigation of this effect by using acetone-benzene solutions confirm theoretical predictions.

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВЫСОКОСИММЕТРИЧНЫХ ТОЧКАХ ЗОНЫ БРИЛЛЮЭНА В $TlGaTe_2$

С.Т. КАГРАМАНОВА

Институт Физики АН Азербайджана,
Баку-143, пр. Г. Джавида 33а
(Поступило 24.02.95)

В работе анализируются спектры действительной и мнимой части диэлектрической функции, полученные из спектролипсометрических измерений. Из спектров второй производной действительной части диэлектрической функции были определены положения особенностей Ван-Хова. В соответствии с приведенной в статье методикой классификации и известных правил отбора для матричных эллипсигтов произведена классификация и идентификация выявленных структур.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают исследования низкоразмерных кристаллов. Одним из представителей низкоразмерных цепочечных полупроводников является $TlGaTe_2$. Это наименее изученный представитель тройных аналогов селенида таллия, кристаллизующийся в его структуре. Оптические спектры и зонная структура $TlGaTe_2$ исследовались авторами [1,2,3]. $TlGaTe_2$ кристаллизуется в структуре с тетрагональной объемноцентрированной решеткой с пространственной группой симметрии D_{4h}^{18} (14/mcm). Атомы Ga и их ближайшее окружение - 4 атома Te, образуют цепи вдоль зеркальноповоротной оси S_4 . Направление тетрагональной оси совпадает с направлением оптической оси. Эллипсометрические исследования проводились в двух поляризациях, $E \perp C$ и $E \parallel C$ относительно оптической оси. Эти исследования проводились по методике, описанной ранее в работе [1], где подчеркивались ее преимущества над анализом спектров отражения и термоотражения с помощью соотношений Крамерса-Кронига. В [5] приводятся энергии межзонных переходов 1.4, 2.05 и 2.48 эВ в спектрах комплексной диэлектрической проницаемости, полученные из эллипсометрических измерений. Однако эти особенности не были идентифицированы. Поэтому целью настоящей работы было найти точное местоположение особенностей Ван-Хова в зоне Бриллю-

зна, а также дать их полную классификацию и идентификацию в рамках известных правил отбора для матричных элементов [2] и расчетов зонной структуры методом псевдопотенциала [3].

2. Методика классификации особенностей Ван-Хова.

Для выполнения поставленной цели была использована методика [4], согласно которой диэлектрическая функция, вычисленная из эллипсометрических измерений анализировалась с помощью

$$\varepsilon(\omega) = C - Ae^{i\varphi} (\omega - E + i\Gamma)^n, \quad (I)$$

где n - параметр, определяющий размерность особенности Ван-Хова, φ - фазовый угол, определяющий тип особенности Ван-Хова, A - амплитуда, Γ - полуширина колокола исследуемого пика, E - энергия особенности Ван-Хова.

Определим критерии классификации особенностей Ван-Хова:

I случай: $n = -1$ соответствует экситону в 2-х случаях $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$

II случай: $n = -1/2$ соответствует одномерной особенности (1D)

при $\varphi = 0$ имеем максимум

при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ имеем минимум

III случай: $n = 0$ соответствует двумерной особенности (2D) и

$1/n(\omega - E + i\Gamma)$

при $\varphi = 0$ имеем минимум

при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ имеем седловую точку

при $\varphi = \pi$ имеем максимум

IV случай: $n = 1/2$ соответствует трехмерной особенности (3D)

при $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ имеем минимум (M_0)

при $\varphi = 0$ имеем седловую точку (M_1)

при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ имеем седловую точку (M_2)

при $\varphi = \pi$ имеем максимум (M_3).

Подгонка (I) к экспериментальным данным производилась методом наименьших квадратов.

Результаты

На рис.1а приведены экспериментальные данные (точки), а также сглаженные функции (сплошная линия) для действительной и минимой части диэлектрической функции, в поляризации $E \perp C$.

На рис.1б приведены экспериментальные данные (точки), а также сглаженные функции (сплошная линия) для действительной и минимой части диэлектрической функции в поляризации $E \parallel C$.

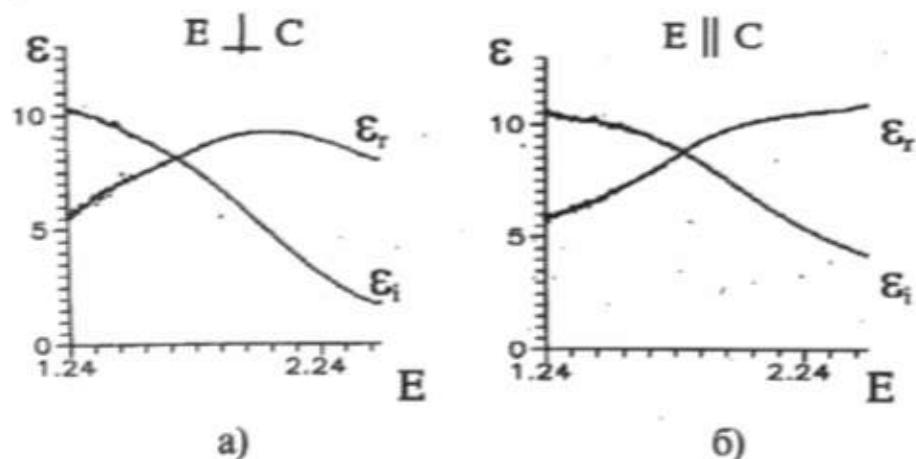


Рис. 1. Экспериментальные данные (точки), а также сглаженные функции (сплошная линия) для действительной и минимой части диэлектрической функции:
а) - в поляризации $E \perp C$;
б) - в поляризации $E \parallel C$.

Нами была проведена подгонка действительной части второй производной сглаженной диэлектрической функции согласно формуле (1).

На рис.2а приведена действительная часть второй производной сглаженной диэлектрической функции {1}, результаты ее подгонки {2}, минимая часть диэлектрической функции {3} и минимая часть, вычисленная из результатов подгонки действительной части {4} для поляризации $E \parallel C$.

На рис.2б приведена действительная часть второй производной сглаженной диэлектрической функции {1}, результаты ее подгонки {2}, минимая часть диэлектрической функции {3} и минимая часть, вычисленная из результатов подгонки действительной части {4} для поляризации $E \perp C$.

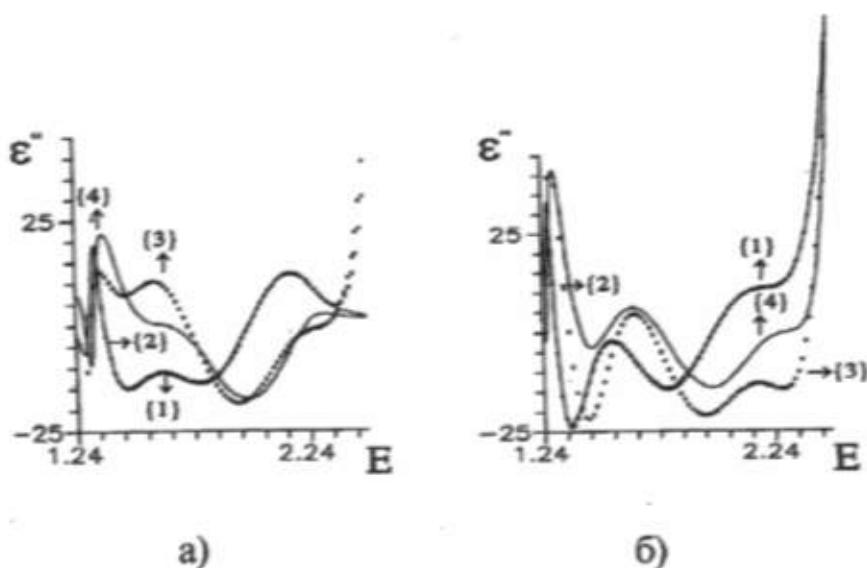


Рис. 2. Действительная часть второй производной слаженной диэлектрической функции {1}, результаты ее подгонки {2}, минимая часть диэлектрической функции {3} и минимая часть, вычисленная из результатов подгонки действительной части {4}:

а) - для поляризации $E \parallel C$;

б) - для поляризации $E \perp C$.

Результаты проведенной классификации особенностей Ван-Хова приведены в таблице 1.

Таблица 1

№	E (эВ)	поляризация	Γ (мэВ)	A (мэВ)	φ	классификация
1	1,33(8)	$E \parallel C$	0,13(4)	0,30(4)	180	1D _{max}
2	1,46(5)	$E \parallel C$	0,13(8)	0,29(4)	0	2D _{min}
3	1,48(2)	$E \parallel C$	0,84(5)	0,19(4)	0	2D _{min}
4	1,63(2)	$E \parallel C$	0,24(3)	0,41(6)	0	2D _{min}
5	1,68(8)	$E \perp C$	0,3	0,16(2)	78	1D _{min} + D _{max}
6	1,69(2)	$E \parallel C$	0,27(9)	0,15(7)	0	1D _{max}
7	1,77(6)	$E \perp C$	0,19(1)	0,99(1)	0	2D _{min}
8	1,79(5)	$E \perp C$	0,09(1)	0,14(3)	0	2D _{min}
9	1,82(4)	$E \parallel C$	0,264	0,970	16	2D (min + седло)
10	1,83(6)	$E \perp C$	0,98	0,405	0	1D _{max}
11	1,85(5)	$E \perp C$	0,159	0,698	180	1D _{max}
12	1,86(5)	$E \perp C$	0,137(1)	0,947	14	1D _{max} + 1D _{min}
13	2,00(8)	$E \perp C$	0,08(8)	0,197	3	3D ($M_1 + M_2$)
14	2,21(7)	$E \parallel C$	0,348	0,242	180	2D _{max}
15	2,22(5)	$E \parallel C, E \perp C$	0,36	0,112(7)	180,40	2D _{max}

Обсуждение

Произведем идентификацию особенностей Ван-Хова, используя результаты работы [3].

Особенности при $E = 1,338$ эВ, обнаруженной в поляризации $E \perp C$ можно соотнести переход $D_2 \rightarrow D_2$. Особенности $E = 1,46(5)$ и $1,48$ эВ, обнаруженным в поляризации $E \parallel C$ можно соотнести переходу $P_5 \rightarrow P_1 + P_4$.

Особенности при $E = 1,63(4)$ эВ в поляризации $E \parallel C$ и при $E = 1,68(8)$ и $1,69(2)$ эВ в поляризации $E \perp C$ можно соотнести переходу $T'_3 \rightarrow T'_{10}$. Особенности при $E = 1,77(6)$ и $1,79(5)$ эВ можно приписать переходу $N_3 \rightarrow N_4$. Особенности при $E = 1,82(4)$ эВ в поляризации $E \parallel C$ можно соотнести переход $G'_4 \rightarrow G'_1$. Особенности, обнаруженные при $E = 1,83(6)$ эВ; $1,85(5)$ эВ в поляризации $E \perp C$ можно соотнести переходу $N_6 \rightarrow N_1$. Особенности при $E = 1,86(5)$ эВ в поляризации $E \perp C$ можно соотнести переход $T'_6 \rightarrow T'_4$. Особенностям при $E = 2,21(7)$ эВ и $E = 2,22(5)$ эВ в поляризации $E \parallel C$ можно сопоставить переход $\Delta'_1 \rightarrow \Delta^1$. Особенностям, обнаруженным при $E = 2,008$ эВ и $2,22(6)$ эВ можно сопоставить переход $N_4 \rightarrow N_8$.

Выводы

Дана методика классификации особенностей Ван-Хова. Найдены с точностью 10^{-3} местоположения особенностей Ван-Хова и произведена их полная классификация и идентификация с результатами расчета методом псевдопотенциала.

Литература

1. Мамедов Н.Г., Каграманова С.Т. Неорг. материалы, т. 28, № 12, 1992, с. 2283-2287.
2. Гашимзаде Ф.М. ФТГ, 1960, т. 2, № 12с. 3040-3044.
3. Гашимзаде Ф.М., Оруджев Г.С. Доклады АН Азерб. ССР, 1980, т. 36, № 12, с. 18-23.
4. Plautenschlager, M. Garriga and M. Cardona. Phys. Rev. 1987, v. 36; № 9, p. 4813-4820.
5. Мамедов Н.Т., Мустафаев Ф.А., Алгазин Ю.Б., Федорошин В.Н. Труды IX Всесоюзн. симпозиума "Электронные процессы на поверхностях и в тонких слоях полупроводников" - Новосибирск, 1988, с. 76-77.

S.T.Qəhrəmanova

**TlGaTe₂ NİN BRİLLÜEN ZONASININ YÜKSƏKSİMMETRİK
NÖQTƏLƏRİNDE ZONALARARASI KEÇİDLƏRİN TƏDQİQİ.**

Məqalədə spektroellipsometrik ölçülərlə alınmış dielektrik funksiyasının hər iki hissəsi araşdırılır. Dielektrik funksiyasının real hissəsinin ikinci törəmələri vasitəsi ilə Van-Xov xüsusiyyətlərinin yerləşməsi müəyyən edilib. Məqalədə göstirilmiş metodika və matrisa elementləri üçün seçmə qaydası əsasında aşkar olunmuş strukturların klassifikasiyası və identifikasiyası aparılmışdır.

S.T.Kagramanova

**INVESTIGATION OF INTERBAND TRANSITION IN
HIGHSYMMETRY POINTS OF THE BRILLOUIN ZONE
IN *TlGaTe₂*.**

In this article we analyse the spectras of both parts of the dielectrical function which are received by spectraellipsometrical measurements. It is determined position of Van-Hova's critical-points (CP) from the second derivation of the real part of the dielectrical function. The classification and identification founded structures are obtained on the base of methods of classification illustrated in article and choose rules for elements of matrix made.

СКАЧОК ТЕПЛОЕМКОСТИ СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ СЛАБОЙ СВЯЗИ

И.Н. АСКЕРЗАДЕ

*Институт Физики АН Азербайджана,
Баку-143, пр. Г. Джавида 33
(Поступило 23.02.95)*

Получена формула для скачка теплоемкости вблизи критической температуры T_c для слоистых сверхпроводников с квазидвумерным электронным спектром в приближении Бардина-Купера-Шриффера.

Электронная теплоемкость является одной из важнейших характеристик сверхпроводников. Ее величина и температурное поведение сравнительно просто аналитически описывается только в теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [1], согласно которому скачок теплоемкости при критической температуре равен универсальной величине

$$\frac{C_s - C_N}{C_N} = 1,43 \quad (1)$$

где C_s и C_N теплоемкости в сверхпроводящем и нормальном состоянии соответственно. Поведение теплоемкости при низких температурах также хорошо описывается в рамках теории БКШ. Наличие щели приводит к экспоненциальному уменьшению при $T \rightarrow 0$, а именно

$$C_s \approx e^{-\Delta/kT} \quad (2)$$

Результаты (1) и (2) подтверждаются многими опытными данными для низкотемпературных сверхпроводников.

Измерение теплоемкости высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) показали, что, как в соединении La_2CuO_4 , так и в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при низких температурах, ход теплоемкости в отличие от формы (2) носит линейный характер. Аналогичные выводы были сделаны при измерении теплоемкости висмутовых и таллиевых соединений [2]. Также было обнаружено, что в ВТСП соединениях имеет место значительная анизотропия щели. Из сопоставления опытных значений скачка теплоемкости для ВТСП соединений с оценками в пре-

деле БКШ можно сделать вывод о том, что скачок для этих соединений оказывается больше [3].

В настоящей работе изучается скачок теплоемкости в слоистых квазидвумерных сверхпроводниках, таковыми являются ВТСП соединения. Наше рассмотрение основано на использовании анизотропного уравнения БКШ. В слоистых системах сильно неоднородный характер параметра порядка вдоль направления, перпендикулярного к плоскостям, приводит к зависимости этой величины $\Delta(p_z)$ от p_z импульса. С учетом последнего замечания уравнение БКШ имеет вид:

$$\Delta(\tilde{p}_z) = \int \frac{d\tilde{p}'_z}{2\pi} \int \frac{d^2\tilde{p}' t h}{(2\pi)^2} \frac{\sqrt{\xi^2(\tilde{p} - \tilde{p}', p_z - p'_z) + \Delta^2(\tilde{p} - \tilde{p}', p_z - p'_z)}}{2T} \times \\ \times \Delta(\tilde{p}'_z) V(\tilde{p}_z, \tilde{p}'_z) \quad (3)$$

где потенциал ЭФВ выбираем в виде суммы первых двух гармоник:

$$V(\tilde{p}_z, \tilde{p}'_z) = V_{00} + V_{01} \cos \tilde{p}_z + V_{10} \cos \tilde{p}'_z + V_{11} \cos \tilde{p}_z \cos \tilde{p}'_z; \quad (4)$$

$$\tilde{p}_z = p_z d$$

Недиагональные элементы электрон-фононном взаимодействии обусловлены квазидвумерным характером электронного спектра и пропорциональны интегралу туннелирования t_1 :

$$\xi(\tilde{p}, p_z) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + 2t_1(1 - \cos p_z d) - \frac{p_0^2}{2m} \quad (5)$$

При записи этого уравнения в правой части мы пренебрегли вкладом кулоновского отталкивания. Решение линеаризованного уравнения (3) ищется в виде $\Delta(\tilde{p}_z) = \Delta_0 + \Delta_1 \cos \tilde{p}_z$. В непосредственной окрестности ниже T_c ($T < T_c$) значение Δ_1 могут быть разложены в ряд по малой величине $t^{1/2} = (1 - T/T_c)^{1/2}$: $\Delta_1 = C_1 t^{1/2} + C_1' t^{3/2} + \dots$. Тогда из уравнения (3) имеем:

$$\begin{cases} (x\lambda_{00} - 1)C_0 + \frac{1}{2}\lambda_{01}x C_1 = 0 \\ x\lambda_{01}C_0 + (\frac{\lambda_{11}}{2}x - 1)C_1 = 0 \end{cases} \quad (6)$$

где $\lambda_{ij} = N^{2d}(0) V_{ij}$, $N^{2d}(0)$ - двумерная плотность состояний, $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$. Это уравнение определяет критическую температуру T_c и отношение c_0 / c_1 . Приведем выражение для отношения щелей при критической температуре

$$\chi = \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1} \right)_{T=T_c} = \frac{c_0}{c_1} = \frac{\frac{\lambda_{01}}{2} x}{1 - \lambda_{00} x} = \frac{1 - \frac{\lambda_{11}}{2} x}{\lambda_{01} x}, \quad (7)$$

где $x = \ln(\omega_0 / T_c)$, ω_0 - дебаевская частота. Поведение щелей Δ_0 и Δ_1 при температуре $T \approx T_c$ будем определять из переписанного в температурной технике уравнения (3). После разложения правой части по степеням Δ^2 / T_c^2 имеем [1]:

$$\Delta(\tilde{p}_z) = T \sum_n \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\tilde{p}'_z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \lambda(\tilde{p}_z, \tilde{p}'_z) \Delta(\tilde{p}'_z) \left\{ \frac{1}{\omega_n^2 + \xi^2} - \frac{\Delta^2(\tilde{p}'_z)}{(\omega_n^2 + \xi^2)^2} \right\} \quad (8)$$

Подставляя выражение для $\Delta(\tilde{p}_z)$ в (8), вычисляя интегралы и приравнивая коэффициенты при одинаковых гармониках, имеем:

$$\begin{cases} \Delta_0 = \ln \frac{\omega_0}{T} (\lambda_{00} \Delta_0 + \frac{\lambda_{01}}{2} \Delta_1) - \frac{7\eta(3)}{8\pi^2 T^2} \times \\ \quad \times \left[\lambda_{00} (\Delta_0^3 + \frac{3}{2} \Delta_0 \Delta_1^2) + \frac{\lambda_{10}}{2} (3\Delta_0^2 \Delta_1 + \frac{3}{4} \Delta_1^3) \right] \\ \Delta_1 = \ln \frac{\omega_0}{T} (\lambda_{01} \Delta_0 + \frac{\lambda_{11}}{2} \Delta_1) - \frac{7\eta(3)}{8\pi^2 T^2} \times \\ \quad \times \left[\lambda_{01} (\Delta_0^3 + \frac{3}{2} \Delta_0 \Delta_1^2) + \frac{\lambda_{11}}{2} (3\Delta_0^2 \Delta_1 + \frac{3}{4} \Delta_1^3) \right] \end{cases} \quad (9)$$

где $\xi(x)$ - дзета - функция Римана. Далее, используя температурное разложение Δ_1 в (9), учитывая равенство $\ln \frac{\omega_0}{T} = x + \ln(1+t) \equiv x+t$ и приравнивая коэффициенты при соответствующих степенях t , получаем

$$\begin{cases} (1 - \lambda_{00}x) C'_0 - \frac{\lambda_{01x}}{2} C'_1 = \lambda_{00} C_0 d_0 + \frac{\lambda_{01}}{2} C_1 d_1 , \\ -\lambda_{01}x C'_0 + (1 - \frac{\lambda_{11x}}{2}) C'_1 = \lambda_{01} C_0 d_0 + \frac{\lambda_{11}}{2} C_1 d_1 , \end{cases} \quad (10)$$

где $d_0 = 1 - \frac{7\eta(3)}{8\pi^2 T^2} (C_0^2 + \frac{3}{2} C_1^2)$, $d_1 = 1 - \frac{7\eta(3)}{8\pi^2 T^2} (3C_0^2 + \frac{3}{4} C_1^2)$.

Из системы уравнений (10) получается выражение

$$C_0^2 = \frac{8\pi^2 T_c^2}{7\eta(3)} \frac{2\chi^2 \lambda_{00} + \chi \lambda_{01} + \frac{\lambda_{11}}{2} + \chi \lambda_{01}}{(1 + \frac{3}{2\chi^2}) (2\chi^2 \lambda_{00} + \chi \lambda_{01}) + 3 (1 + \frac{1}{4\chi^2}) (\frac{\lambda_{11}}{2} + \chi \lambda_{01})} \quad (11)$$

Принимая во внимание соотношение (7), получим следующее:

$$C_0^2 = \frac{8\pi^2 T_c^2}{7\eta(3)} \frac{8\chi^4 + 4\chi^2}{8\chi^4 + 24\chi^2 + 3} \quad (12)$$

Для вычисления скачка электронной теплоемкости в критической точке будем пользоваться формулой из работы [4].

$$C_s - C_N = 2\beta_c^3 \sum_{p, p_z} \frac{1}{2} \left. \frac{\partial \Delta^2(p_z)}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_c} \frac{\exp(\beta\varepsilon(\tilde{p}, p_z))}{(1 + \exp(\beta\varepsilon(\tilde{p}, p_z)))^2}, \quad \beta = 1/T \quad (13)$$

Переходя от суммирования к интегрированию с учетом вида энергетической щели $\Delta(\tilde{p}_z)$ и интегрируя по \tilde{p}_z , имеем:

$$C_s - C_N = \beta_c^3 N^{2d}(0) \left. \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\Delta_0^2 + \frac{1}{2} \Delta_1^2 \right) \right|_{\beta=\beta_c} \frac{\exp(\beta\varepsilon)}{(1 + \exp(\beta\varepsilon))^2} \quad (14)$$

Значения производных $\left. \frac{\partial \Delta_0^2}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_c}$ и $\left. \frac{\partial \Delta_1^2}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_c}$ имеют вид:

$$\left. \frac{\partial \Delta_0^2}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_c} = \frac{C_0^2}{\beta_c}; \quad \left. \frac{\partial \Delta_1^2}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_c} = \frac{C_1^2}{\beta_c} = \frac{C_0^2}{\beta_c \chi^2} \quad (15)$$

С учетом соотношений (12) и (15) получаем выражение

$$C_s - C_N = N^{2d}(0) \frac{8\pi^2}{7\eta(3)} \frac{8\chi^4 + 8\chi^2 + 2}{8\chi^4 24\chi^2 + 3} \frac{1}{\beta_c^3} \quad (16)$$

Для теплоемкости в нормальном состоянии справедливо:

$$C_N = 2\beta^2 \sum_{p,p_z} \varepsilon^2(\vec{p}, p_z) \frac{\exp(\beta\varepsilon)}{(1+\exp(\beta\varepsilon))^2} = 2N^{2d}(0) \frac{\pi^2}{3} \frac{1}{\beta} \quad (17)$$

Для относительного скачка теплоемкости на основании последних формул получаем:

$$\frac{C_s - C_N}{C_N} = 1,43A(\chi),$$

$$\text{где } A(\chi) = \frac{8\chi^4 + 8\chi^2 + 2}{8\chi^4 + 24\chi^2 + 3} < 1$$

Из того, что $A(\chi)$ меньше единицы, следует, что в квазидвумерных сверхпроводниках относительный скачок теплоемкости в критической точке должен быть меньше, чем у изотропных сверхпроводников. Как показывает анализ, изотропный случай соответствует пределу $\chi \Rightarrow \infty$, что эквивалентно $t_1 \Rightarrow 0$. В силу соотношения $\lim_{\chi \rightarrow \infty} A(\chi) = 1$, т.е. предельный переход осуществляется правильно. Как видно из формул (7) и (18), скачок теплоемкости уменьшается с увеличением отношения $\lambda_{01}/\lambda_{00}$. Аналогичный результат для слоистых квазидвумерных сверхпроводников в приближении сильной связи был получен в [5].

Анизотропия щели $\Delta(\tilde{p}_z) = \Delta_0 + \Delta_1 \cos \tilde{p}_z$ также влияет на поведение теплоемкости при $T \Rightarrow 0$. Как показано в работе [6], при низких температурах ход теплоемкости определяется минимальным значением щели. Для слоистых сверхпроводников $\Delta_{min} = \Delta_0 - \Delta_1$. Тогда в силу неравенства $\Delta_{min} < \Delta_0$ и формулы (3), кривая теплоемкости $C_s(T)$ при $T \Rightarrow 0$ проходит выше, чем соответствующая кривая для изотропного сверхпроводника. Такой ход хорошо согласуется с чис-

ленными расчетами работы [7]. Таким образом, скачок теплоемкости для слоистых квазидвумерных сверхпроводников в приближении слабой связи оказывается меньше соответствующего универсального значения в изотропном пределе и уменьшается с увеличением интеграла туннелирования между слоями. Анизотропия щели в слоистых системах приводит также к отступлению от кривой теплоемкости в изотропном пределе при низких температурах.

Литература

1. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике, М: Физматлит, 1962, глава 7.
2. Заварцкий Н.В. УФН, 1990, т.160, вып. 9, с.117-206.
3. Горьков Л.П., Конин Н.Б. УФН, 1988, т.156, вып. 1, с.117-135.
4. Whitmore M.D., Hare I.P., and Knii L.B. Phys. Rev. B, 1982, v.26, n.7, p.3733-3746.
5. Jiang S., and Carbotte J.P. Physica C, 1991, v.185-189, p.1739-1740.
6. Покровский В.Л. ЖЭТФ, 1961, т.40, вып.2, с.641-645.
7. Frick M., and Schneider T.Z. Phys. B: Condensed Matter, 1990, v.78, n. 2, p.159-169.

İ.N. Əsgərzadə

ZƏIF ƏLAQƏLİ LAYLI İFRATKEÇİRİCİLƏRİN İSTİLİK TUTUMUNUN SIÇRAYIŞI

Bardin-Kuper-Sriffer modeli daxilində kvazi-ikiölçülü elektron spektri üçün laylı ifratkeçiricilərin istilik tutumunun T_c kritik temperaturdakı sıçrayışı üçün dəstur alınmışdır.

I.N. Askerzade

SPECIFIC HEAT JUMP OF LAYERED SUPERCONDUCTORS IN WEAK COUPLING FORMALISM

In the framework of BCS formalism a formula for normalized specific heat jump at T_c of layered superconductors with quasi-twodimensional electron energy spectrum is obtained.

УДК 621.315.592

О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ХАРАКТЕРЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В Ag_2Te ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С.А. АЛИЕВ, Ф.Ф. АЛИЕВ, З.С. ГАСАНОВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку-143, пр. Г. Джавида 33

(Поступило 03.05.89)

Исследована теплопроводность и термомагнитные эффекты в Ag_2Te при низких температурах. Показано, что в термомагнитных эффектах рассеяние электронов при температурах выше 10 К носит неупругий характер. Показано, что фононная теплопроводность χ_p для всех образцов при 10 К достигает своего максимального значения. В интервале температур 20-80 К зависимость $\chi_p(T)$ для стехиометрического образца дается в виде $\chi_p \approx T^{-n}$ ($n = 1, 2$).

Исследование теплопроводности (χ) Ag_2Te проведено в нескольких работах [1-3]. В этих работах изучена, в основном, электронная доля теплопроводности (χ_e) в интервале температур 80+600 К. Обнаружено, что в области 80÷250 К число Лоренца значительно меньше зоммерфельдовского. Показано, что рассеяние электронов в указанном интервале температур носит неупругий характер, что обусловлено, в основном, межэлектронным взаимодействием. Исследование теплопроводности при низких температурах позволяет выявить механизмы рассеяния фотонов и изучить природу и количество дефектов.

В данной публикации исследованы теплопроводность и термомагнитные эффекты в Ag_2Te стехиометрического состава и состава с избытком Te и Ag в интервале 3÷100 К. Как известно, избыток серебра в Ag_2Te приводит к возрастанию концентрации электронов, а избыток теллура - к возрастанию концентрации дырок.

Образцы Ag_2Te были получены по единой технологии из компонентов с чистотой Te - 99,995 и Ag - 99,99; избыток Te и Ag до 1 ат. % приводил к образованию дефектов с концентрацией $5\cdot10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Теплопроводность измерялась в криостате, описанном в [4], методом стационарного продольного потока тепла. Датчиками служили угольные термометры сопротивления и медно-константановые термопары. Образцы для исследований вырезались в форме прямоугольных

параллелепипедов с сечением 2 x 3 мм². Расстояние между термометрами - 10-15 мм. Погрешность измерений χ не превышала $\pm(5-7)\%$.

Для анализа полученных результатов необходимо выделить электронную и фононную составляющие теплопроводности. В образцах с избытком Te в исследованном интервале температур электронная доля теплопроводности ничтожна, а в образцах с избытком Ag она составляет значительную часть. Выделение χ , должно производиться либо экспериментально подавлением ее в магнитном поле, либо вычислением согласно соотношению Видемана-Франца. Как упоминалось, при $T \geq 80$ К, χ , в Ag_2Te выделялась в магнитном поле [1]. В данном случае экспериментальные условия для этого не выполнялись, поэтому χ , вынуждены были рассчитать. Для этого необходимо было иметь сведения о числе Лоренца (L) при $T < 80$ К. В [2] подробно описаны способы экспериментального определения L и показано, что L можно определить по полевым зависимостям термомагнитных эффектов и по величине $\frac{UH}{C}$, соответствующей максимуму в зависимостях

$\varepsilon_y = f\left(\frac{UH}{C}\right)$, $\Delta\alpha = f\left(\frac{UH}{C}\right)$ и $-SH = f\left(\frac{UH}{C}\right)$ (в случае упругого рассеяния максимуму SH и ε_y соответствуют $\frac{UH}{C} = 1$, а в случае наличия

неупругости $\frac{UH}{C} > 1$ и $L = \frac{L_0}{UH/C}$), а также с помощью определенных соотношений между различными термомагнитными эффектами [1, 2].

С этой целью были исследованы полевые зависимости и магнитотермоэдс поперечного эффекта Нернста-Эттинггаузена (Н-Э). Измерения проводились в адиабатических условиях. Полученные результаты интерпретированы в рамках теории, справедливой для вырожденного электронного газа, учитывающей и неупругое взаимодействие:

$$\varepsilon_y^{sv} = \frac{\Delta\alpha_e}{e/k} \frac{\frac{UH}{C} \frac{L}{L_0}}{1 + \left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{L_0}\right)^2} + \frac{\alpha_0}{e/k} \frac{\frac{UH}{C} \frac{L}{L_0}}{1 + \frac{\chi_\phi}{L_0 \sigma T} \left[1 + \left(\frac{UH}{C} \frac{L}{L_0}\right)^2\right] \frac{L}{L_0}} \quad (1)$$

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_e \frac{\left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{L_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{UH}{C}\right)^2 \left(\frac{L}{L_0}\right)^2} \quad (2)$$

где: $\varepsilon_y = \frac{k}{e} HQ_1$, Q_1 - коэффициент (Н-Э), H - интенсивность магнитного поля, U - подвижность носителей заряда, L_0 - зоммерфельдовское и L - экспериментальное значения числа Лоренца, χ_ϕ - фононная доля теплопроводности, σ - электропроводность, $\Delta\alpha_e$ - магнитотермоздс при классически сильном магнитном поле.

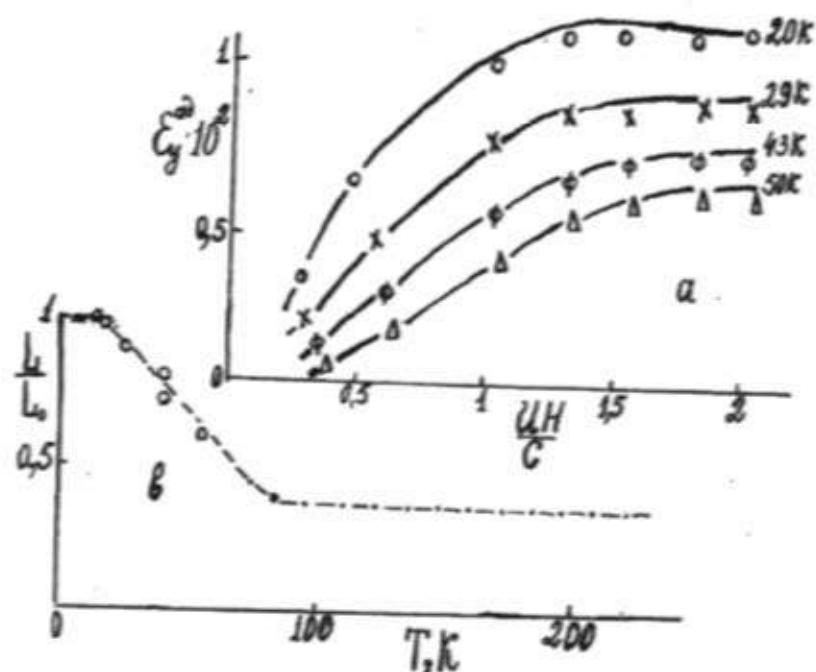


Рис. 1. Полевые зависимости $\varepsilon_y^{\alpha^2}$ (а) и температурная зависимость $\frac{L}{L_0}$ (б) в Ag_2Te .

На рис. 1(а) представлены полевые зависимости $\varepsilon_y^{\text{exp}}$ при различных температурах в сопоставлении с расчетными по формуле (1). Как видно, оптимальное согласие расчета с экспериментом достигается при определенных значениях L . Полученные результаты $\frac{L}{L_0}$ представлены на рис. 1(б) в сопоставлении с данными работы [2].

Полевые зависимости $\Delta\alpha$ вместе с расчетными по формуле (2) представлены на рис. 2. В расчетах значение L бралось из рис. 1(б).

Из рис. 1, 2 видно, что неупругость характера рассеяния электронов в Ag_2Te проявляется во всех указанных эффектах и при температурах выше 30 К.

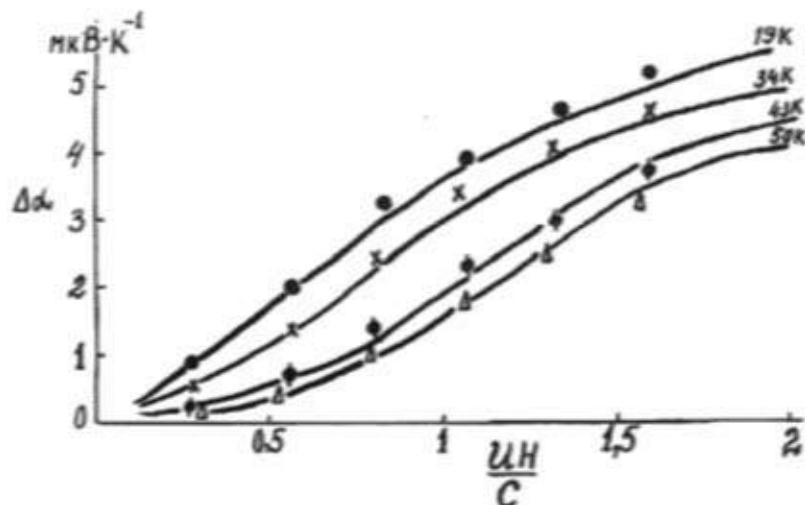


Рис. 2. Полевые зависимости $\Delta\alpha$ в Ag_2Te .

Видно, что в Ag_2Te , как и во многих узкозонных полупроводниках [5-7], степень неупругости с понижением температуры уменьшается и при $T < 20$ К, когда рассеяние электронов происходит, в основном, на ионизированных примесях, межэлектронное взаимодействие носит чисто упругий характер. Эти результаты подтверждены данными: $\Delta\alpha$

$$\text{и } Q, \frac{L}{L_0} = \frac{\Delta\alpha}{HQ_1^{\text{exp}}(UH/C)} \text{ и } \frac{L}{L_0} = \frac{Q_1^{\text{exp}}}{R\sigma \Delta\alpha_0}.$$

Исходя из данных о L , электронная составляющая теплопроводности определялась из соотношения $\chi_e = L\sigma T$, а фононная как $\chi_g = \chi_{\text{exp}} - \chi_e$.

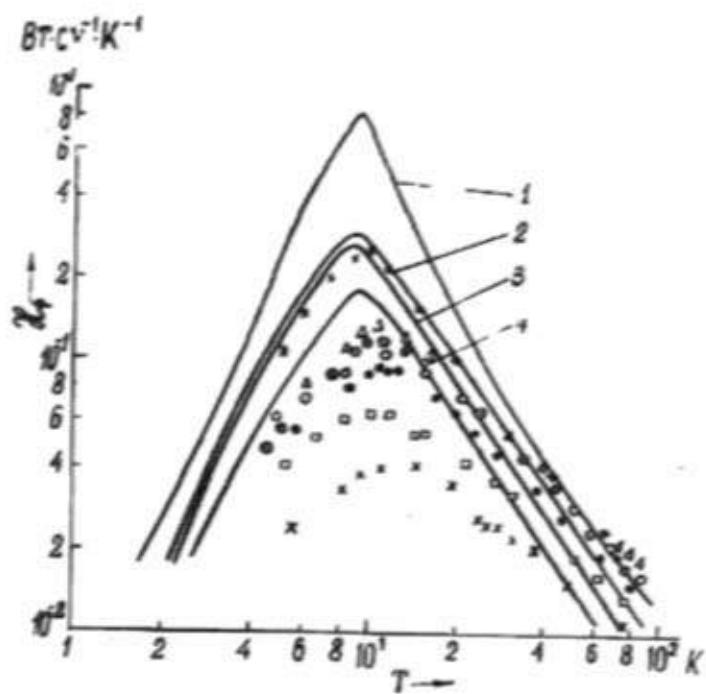


Рис. 3. Температурная зависимость χ_ϕ в Ag_2Te * - стехиометрический Ag_2Te , с добавкой Δ - 0,1, Θ - 0,25; O - 0,75; □ - 1,25; X - 1,5 ат.% Te и * - 0,25 ат.% Ag;
 1 - стехиометрический Ag_2Te при $A = 6,64 \cdot 10^3 C^{-1} K^{-4}$;
 2 - 0,1 ат.% Te при $A = 6,64 \cdot 10^3 C^{-1} K^{-4}$;
 3 - 0,1 ат.% Te при $A = 9,96 \cdot 10^3 C^{-1} K^{-4}$;
 4 - 0,25 ат.% Te при $A = 6,64 \cdot 10^3 C^{-1} K^{-4}$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости χ_ϕ . Как видно, для всех образцов χ_ϕ проходит через максимум ≈ 10 К; в области 20-80 К зависимость $\chi_\phi(T)$ для стехиометрического состава имеет вид $\chi_\phi \approx T^{-1.2}$; избыток Te и Ag уменьшает значение и показатель в степени $\chi_\phi \approx T^{-n}$. Прохождение $\chi_\phi(T)$ через максимум, как известно, обусловлено рассеянием фононов на границе кристалла, а относительно слабая температурная зависимость в области (20-80 К) и уменьшение показателя степени n по мере отклонения Ag_2Te от стехиометрии связаны с наличием в Ag_2Te собственных дефектов и возрастанием их концентраций при наличии избытка атомов Te и Ag.

Для подтверждения такого качественного вывода и количественной оценки концентраций дефектов, необходимо полученные результаты сопоставлять с существующими теоретическими моделями теплопроводности в твердых телах. В данном случае избыточные атомы Te и Ag могут рассматриваться, как точечные дефекты релеевского типа. Согласно теории Калпавса [8], учитывающей рассеяние фононов на границах, на точечных дефектах и на фонах (процессами переброса и нормальными процессами), температурная зависимость теплопроводности вычисляется в дебаевской модели фононного спектра в приближении времени релаксации следующей формулой:

$$\chi_0 = GT^3 \left\{ \frac{\int_0^\infty \tau_c x^4 dx}{\int_0^\infty \tau_{sh}^2(x/2) dx} + \frac{\left[\int_0^\infty \frac{\tau_c}{\tau_{sh}} \frac{x^4 dx}{sh^2(x/2)} \right]^2}{\int_0^\infty \frac{\tau_c}{\tau_{sh} \tau_n} \frac{x^4 dx}{sh^2(x/2)}} \right\} = GT^3 \left(I_1 + \frac{I_2^2}{I_3} \right) \quad (3)$$

где $G = \hbar / 2(2\pi)^2 v (k/\hbar)^4$, v - средняя скорость, $x = \frac{\hbar \omega}{kT}$, ω - частота фононов, $\tau_c^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}$, τ_R и τ_N - времена релаксации резистивных и нормальных процессов, $\tau_R^{-1} = \tau_{pp}^{-1} + \tau_b^{-1} + \tau_{pd}^{-1}$. τ_{pp} , τ_b и τ_{pd} - времена релаксации фонон-фононных процессов переброса, граничного и фонон-дефектного рассеяния, соответственно. Приняты следующие зависимости обратных времен релаксации от X и T [9].

$$\begin{aligned} \tau_{pp}^{-1} &= AX^2 T^4 e^{-\Theta/kT} : \tau_b^{-1} = v/L \\ \tau_{pd}^{-1} &= BX^4 T^4 : \tau_N^{-1} = CX^a T^4 , \end{aligned}$$

где $L = 0,2$ см - эффективный размер кристалла. Параметры A , B , C , a и Θ определялись численно по методу наименьших квадратов путем сравнения выражения (3) с экспериментальными кривыми $\chi_0(T)$ [10]. При нарушении стехиометрии в Ag_2Te изменения флюктуаций плотности $\frac{\Delta\delta}{\delta}$ незначительны, поэтому рассеяние на точечных дефектах вызывается только изменением массы $\frac{\Delta M}{M}$.

В этом приближении [8]:

$$\tau_{pd}^{-1} = \frac{V_0}{n} N \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \frac{\omega^4}{2\pi v^3} = \frac{V_0}{n} N \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \left(\frac{k}{\hbar} \right)^4 \frac{1}{4\pi v^3} \chi^4 T^4$$

где V_0 - объем элементарной ячейки, n - число атомов в элементарной ячейке, M - средняя масса атомов кристалла, N - атомная концентрация примесей. Параметр B равняется:

$$B = \frac{V_0}{n} \left(\frac{k}{\hbar} \right)^4 \frac{N}{4\pi v^3} \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2$$

Входящие в (3) подгоночные параметры (A, C) брались из работы [11], определенные для $L; F, a=11,53, n=1,25$ из работы [12], вычисленные методом наименьших квадратов.

Расчетные данные по $\chi_p(T)$ представлены на рис. 3 в виде сплошных линий в сопоставлении с экспериментальными данными. Как видно, кривая температурной зависимости теплопроводности наиболее стехиометрического состава Ag_2Te проходит ниже расчетной кривой. Причина этого состоит в том, что в самом теллуриде серебра содержится значительное количество собственных дефектов. Как видно из рисунка, эти данные хорошо укладываются на кривую, рассчитанную для Ag_2Te с концентрацией примесей $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Далее видно, что с ростом содержания Te или Ag расчетные кривые $\chi_p(T)$ выше экспериментальных, причем расхождение возрастает по мере увеличения избытка Te или Ag .

Этот результат можно интерпретировать в рамках теории Каллюэя [8], согласно которой в химически чистом и изотопически однородном кристалле при низких температурах (выше области граничного рассеяния) $\chi_p(T)$ должна иметь зависимость вида $\chi_p \approx T^{-2}$, а значительное рассеяние на точечных дефектах приводит к зависимости $\chi_p \approx T^{-1.5}$. Здесь точечные дефекты имеют избытки Ag и Te или изотопы Te (природный теллур имеет не менее семи изотопов).

Экспериментальные кривые при $T < 10 \text{ K}$ не параллельны рассчитанным, т.е. с ростом температуры возрастает вероятность рассеяния, причем такое отклонение в образцах с избытком Te , намного больше, чем с избытком Ag . Это видимо связано с рассеянием фононов на носителях заряда. Поэтому на образцах с p -типа проводимости этот вид рассеяния наиболее эффективен.

Литература

1. Алиев С.А., Суонов У.Х., Алиев М.И. ФТП, 1972, т. 6, в. 14, 777-779.

2. Алиев С.А., Суюнов У.Х., Араслы Д.Г., Алиев М.И. ФТП, 1973, т. 7, в. 6, 1086 -1091.
3. Абдуллаев Г.Б., Алиев С.А., Алиев М.И., Араслы Д.Г., Вердиева Н.А., Гусейнов Р.З. Препринт ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1974, № 30, 23.
4. Алиев С.А., Араслы Д.Г., Агаев З.Ф., Исмаилов Ш.С., Зульфугаров Э.И. Изв. АН Аз. ССР, физ.-тех. и мат. наук, № 6, 1982, 67-71.
5. Алиев С.А., Коренблит Л.Л. и Шалым С.С. ФТТ 8, 3, 705, 1966.
6. Шалым С.С., Муждаба В.М. и Голецкая А.Д. ФТТ, 1968, 10, 1277.
7. Рамазанзаде М.Г., Алиев С.А., Вердиева Н.А., Агаев А.М. Изв. ВУЗов "Физика", 1981, 10, 27-31.
8. Gallaway J. Phys. Rev. 1959, 113, № 4, 1046-1051.
9. Berman R., Brack S.C.F. Proc. Soc., 1965, 2898, № 1416, p. 46-65.
10. Гультаев П.В. и Петров А.В. ФТТ, 1959, т. 1, 3, 367-371.
11. Оскотский В.С., Смирнов И.А. Наука, 1972, 160.
12. Васильев Л.Н., Джаббаров И., Оскотский В.С., Парфеньева Л.С., Попов В.В., Смирнов И.А. ФТТ, 1984, т. 26, 9, 2710 - 2713.

S.A. Əliyev, F.F. Əliyev, Z.S. Nəsənov

AŞAĞI TEMPERATURLarda Ag_2Te - DƏ İSTİLİKKEÇİRMƏ VƏ ELEKTRONLARIN SƏPİLMƏ XARAKTERİ HAQQINDA

Məqaledə aşağı temperaturlarda Ag_2Te - nin termomagaqt effektləri və istilikkeçiriciliyi haqqında məlumat verilmişdir. Ag_2Te -də 10 K-dən yuxarıda bütün termomagaqt effektlərində elektronların səpilməsinin qeyri-elastik olduğu müəyyən olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, fonon istilikkeçirməsi χ_{ϕ} bütün nümunələr üçün 10 K-də maksimumdan keçir 20-80 K intervalında $\chi_{\phi}^{(T)}$ asılılığı stexiometrik nümunə üçün $\chi_{\phi} \approx T^{-n}$ ($n=1,2$) şəklindədir, Te və Ag artıqlığı χ_{ϕ} -nin qiymətini və $\chi_{\phi} \approx T^{-n}$ asılılığında n -tərtib göstəricisini azaldır.

S.A. Aliev, F.F. Aliev, Z.S. Hasanov

ON THE THERMAL CONDUCTIVITY AND THE CHARACTER OF ELECTRON SCATTERING IN Ag_2Te AT LOW TEMPERATURES

The thermomagnetic effects and the thermal conductivity in Ag_2Te had been investigated at low temperatures. It is established that unelastic character of electron scatter in Ag_2Te has been displayed above 10 K in all thermomagnetic effects. It is shown the phonon part of thermal conductivity, χ_{ph} , in all samples passes through maximum at ≈ 10 K, and in the 20-80 K region the dependence

$\chi_{ph}(T)$ in stoichiometric composition has the $\chi_{ph} \approx T^{-1,2}$ form, the Te and Ag surpluses decrease the χ_{ph} magnitude and the index of power in $\chi_{ph} \approx T^{-n}$.

УДК 678.621.319.2

ВЛИЯНИЕ ОРГАНИЧЕСКОЙ ДОБАВКИ НА ПРОЦЕСС ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО РАЗРЯДА В ПОЛИЭТИЛЕНЕ

Т.Ф. АББАСОВ, М.М. КУЛИЕВ, М.Т. АББАСОВ,
М.М. ДАДАШОВА

Азербайджанский Технический Университет

370602, г. Баку, пр. Г. Джавида, 25

(Поступило 24.04.95)

В работе изучено влияние органической добавки гаш депарафинизации (ГД) на плотность накопления поверхностного заряда, электрическую долговечность пленок полизтилена высокого давления (ПЭВД) различных марок и изменение плотности зарядов в зависимости от длительности их хранения.

Установлено, что введение в ПЭВД всего 2,0% (по массе) ГД приводит к значительному уменьшению (в 14,6 раз) плотности накопленного поверхностного заряда, что способствует заметному увеличению электрической долговечности разработанного полимерного материала.

В реальных условиях полимерные диэлектрики подвергаются действию механического напряжения, электрического поля, температуры и накапливают заряды статистического электричества, способствующие изменению их эксплуатационных и гигиенических свойств. В связи с этим возникает необходимость выявления возможности предотвращения накопления зарядов и их взаимосвязи со свойствами полимеров.

Одним из наиболее доступных способов направленного изменения структуры полимеров, приводящих к модификации их физических свойств, является введение в полимер небольших количеств различных веществ перед переработкой или в процессе переработки [1-3].

Поэтому в данной работе изучено влияние добавки ГД на способность накопления и стабильность электрических зарядов в ПЭВД различных марок (10803-20; 15303-033; 17504-006) и их взаимосвязь с электрической долговечностью конечного полимерного материала.

В исходное сырье ПЭВД методом механического смешивания была введена ГД в количестве 0,5 - 5,0 % (по массе).

Для достижения однородного распределения добавки ГД в составе ПЭВД произведена его повторная перегрануляция. Формирование пленок из гранул ПЭВД и модификаций на его основе осуществлялась методом экструзии с раздувом на промышленном оборудовании мар-

ки ЛРП45-700М. Затем из пленок вырезались образцы в виде диска диаметром $4 \cdot 10^{-2}$ м. Толщина образцов составляла 35 мкм. Перед началом эксперимента образцы тщательно обезжиривались. После этого их помещали на заземленный электрод и при напряжении 7 кВ заряжали отрицательной короной посредством системы металлических игл, расположенных вертикально на расстоянии $6 \cdot 10^{-3}$ м от поверхности образца. Выбор отрицательной короны обусловлен двумя обстоятельствами:

Во-первых, отрицательная корона значительно менее чувствительна к присутствию водяных паров, чем ионы, образующиеся при положительной короне. Вследствие этого в интенсивность развития накопления зарядов положительной короной вносит свой значительный вклад и относительная влажность воздуха [4].

Во-вторых, образцы, заряженные посредством отрицательной короны, при разрядке дают значительно больший ток, чем при их зарядке положительной короной [5].

В рассматриваемом случае время поляризации образцов составляло 600 с. Сразу же после поляризации полный поверхностный заряд образцов определялся компенсационным методом. При этом электрод, на поверхности которого нанесен электрет, отсоединяется от заземления и к нему прикладывается постоянное стабилизированное напряжение. Полярность приложенного напряжения выбирается противоположно полярности заряда электрета. Регулируя величину приложенного напряжения, приводят к нулю величину сигнала, индуцированного от электрета на измерительный электрод. Поверхностная плотность заряда рассчитывается по формуле:

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon U_k}{d}$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость полимера; ϵ_0 - электрическая постоянная; U_k - величина компенсирующего напряжения; d - толщина образца.

После определения поверхностного заряда образцов в них проводилась запись термостимулированного тока (ТСТ) в диапазоне температур 293-523 К при условии линейного роста нагрева со скоростью 3.5 К·мин⁻¹. При записи ТСТ использованы электротермический усилитель У5-II и двухкоординатный самописец типа Н307.

Определение электрической долговечности пленок ПЭВД и его модификации, т.е. время после приложения электрического поля до пробоя образца при заданной напряженности электрического поля, проводилось по методике, описанной в работе [2].

В работе приводятся экспериментальные результаты, полученные на основе ПЭВД марки 15803-020. Аналогичные результаты также установлены для остальных исследованных марок ПЭВД.

Анализ термограммы (рис. 1) показал, что образцы ПЭВД и его разработанные модификации при обработке их отрицательной короной накапливают заряды и тем самым приобретают электронное состояние.

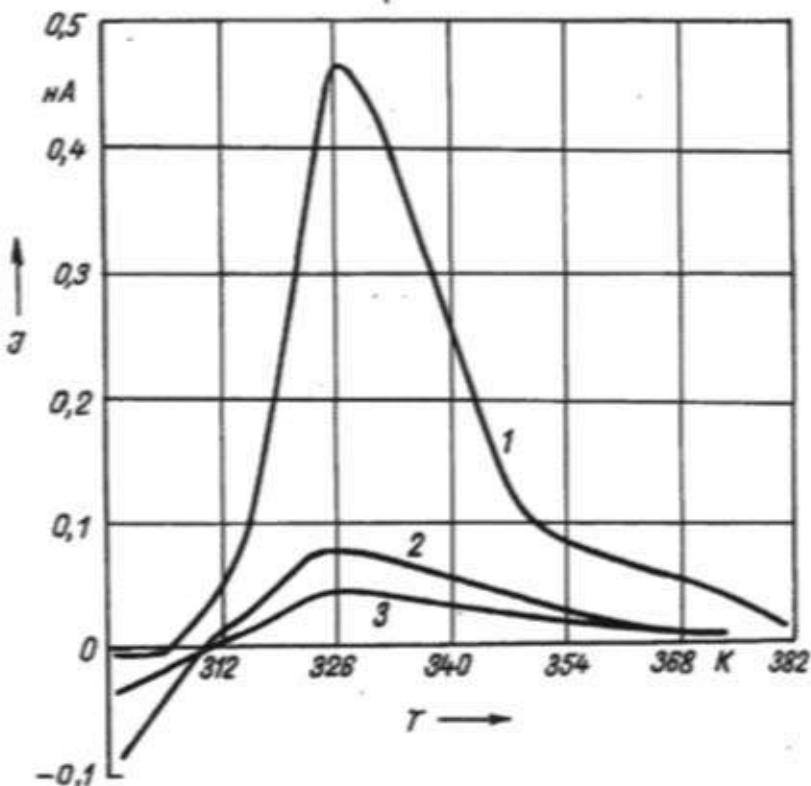


Рис. 1. Термограмма токового ТСД пленок ПЭВД и его модификаций, заряженных отрицательной короной: 1 - ПЭВД (без добавки); 2 - ПЭВД+4,0 %; 3 - ПЭВД+2,0 % (по массе) ГД. Условия приготовления $U_{кор} = 7$ кВ, $t_{кор} = 600$ с., $T = 293$ К. Запись велась со скоростью $\beta = 3,5$ К/мин.

Однако, при прочих равных условиях, введение в ПЭВД всего 2.0 % (по массе) ГД приводит к значительному снижению (в 14.6 раз) плотности накопления поверхностного заряда, вычисленного по площади кривой ТСД. Обнаруженный эффект снижения зарядки ПЭВД с введением добавки ГД в оптимальном количестве можно связать с антистатической особенностью последнего. На это указывает еще тот

факт, что природы статической электризации полимерных материалов и механизм их заряжения в поле отрицательной короны, в основном, одинаковы и включает в себя инъекцию носителей заряда на поверхностном слое полимера [6].

В полимерах возможны различные типы молекулярных релаксационных процессов. При низких температурах возможны только локальные движения молекулярных групп, например: вращение боковых групп или же внутреннее движение в них. При высоких температурах подвижность приобретают сегменты основной цепи. В аморфнокристаллических полимерах возможны релаксационные процессы, протекающие в кристаллических частях или в межфазной зоне.

Добавки ГД, обладая достаточно хорошей технологической совместимостью с ПЭВД, сильно препятствуют образованию в них гомозарядов и, следовательно, величины тока проводимости, оцениваемые по терморазрушению гомозарядов, становятся незначительными (см. рис. 1, кривая 3). Эта специфическая особенность низкомолекулярного органического вещества ГД прежде всего, обусловлена наличием в его составе механических и серосодержащих примесей в малом количестве (до 0.01 мас. %).

Вклад приложенной добавки в процесс накопления зарядов на различных глубинах пленок ПЭВД после их обработки отрицательной короной также достаточно хорошо виден из данных зависимости плотности поверхностного заряда от длительности хранения (рис. 2).

Из полученных данных следует, что после поляризации пленок ПЭВД и его оптимальной модификации начинается процесс деполяризации, связанный с разрушением и освобождением захваченных носителей зарядов из ловушек, находящихся на различной глубине. Вместе с тем, начальное значение плотности поверхностного заряда (σ) у оптимально модифицированной пленки ПЭВД (кривая 3) становится незначительным по сравнению с пленкой ПЭВД без добавки. После полного разрушения гомозарядов, плотность поверхностного заряда пленок ПЭВД и его оптимальной модификации, достигая определенного значения, в дальнейшем, в зависимости от длительности хранения, не меняется. Однако, и в этом случае численное значение плотности заряда у оптимально модифицированной пленки оказалось меньше, чем у пленок ПЭВД без добавки. Если в начальной стадии хранения электронов освобождение зарядов происходит на мелких ловушках, то при относительно длительном хранении их имеет место освобождение зарядов из глубоких ловушек.

Способность полимерных материалов к электризации и наоборот тесно связана с их электрофизическими свойствами. В сильных электрических полях, как правило, наличие поверхностного и объемного зарядов в полимерных диэлектриках способствует ускорению в них процесса пробоя.

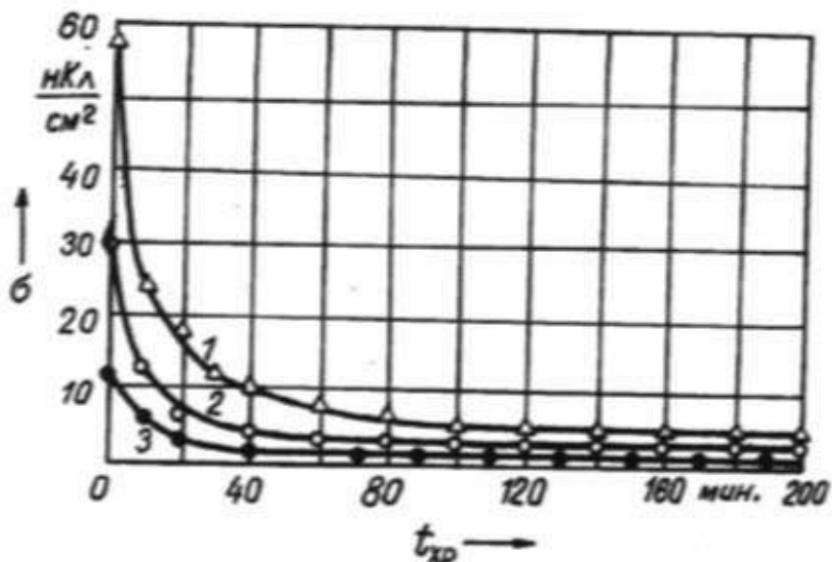


Рис. 2. Зависимость плотности заряда от длительности хранения электрета из пленок ПЭВД и его модификаций: 1 - ПЭВД (без добавки); 2 - ПЭВД + 4,0 %; 3 - ПЭВД + 2,0% (по массе) ГД.

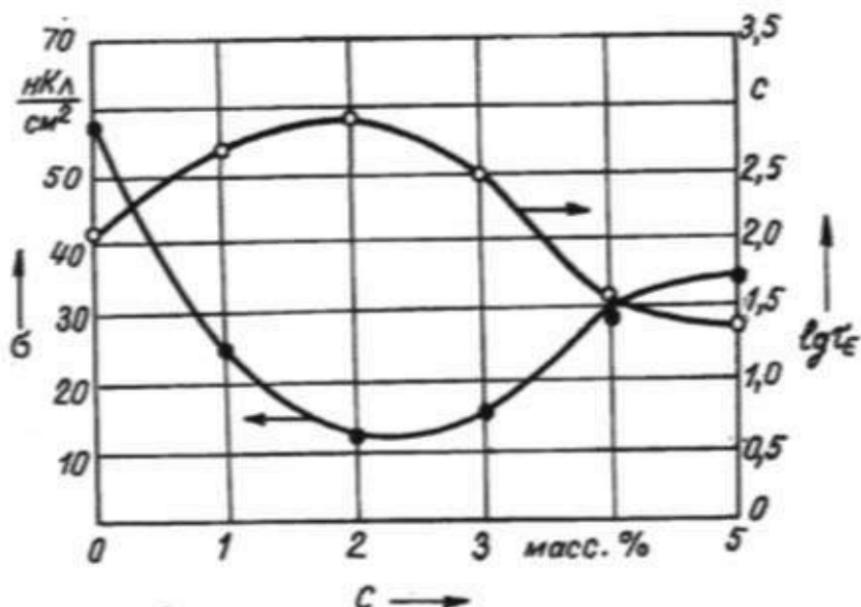


Рис. 3. Зависимость плотности заряда и электрической долговечности (при $E = 10 \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$) пленок ПЭВД от содержания модифицирующей добавки ГД.

Установлено, что плотность зарядов и электрическая долговечность при заданной напряженности электрического поля ($E=10^{-7}$ В·м⁻¹) пленок ПЭВД в зависимости от содержания добавки ГД носит экстремальный характер (рис. 3).

Сопоставление полученных экспериментальных данных показало, что при введении в ПЭВД добавки ГД в 2.0 % (по массе) минимальное значение плотности накопления зарядов соответствует максимальному значению электрической долговечности электрета. Это по существу означает, что при электрическом разрушении полимерных диэлектриков степень их электрического состояния играет одну из решающих ролей. Накопившиеся заряды в полимерных пленках на мелких и глубоких ловушках являются первичной причиной для развития пробоя в сильных электрических полях. Использование добавки ГД до 5.0 % (по массе), имеющей технологическую совместимость с ПЭВД, одновременно при его оптимальном содержании, сильно препятствует накоплению зарядов в конечном полимерном материале.

Таким образом, результаты проведенного исследования свидетельствуют о возможности применения низкомолекулярного органического вещества ГД в ПЭВД для получения антистатического полимерного материала с улучшенными технологическими и электрическими свойствами.

Литература

1. Мамедов Ш.В. Дис. док. физ.-мат. наук. Институт Физики АН Азербайджана, 1986.
2. Аббасов Т.Ф. Дис. док. физ.-мат. наук. Институт Физики АН Азербайджана, 1991, с. 27.
3. Санников Ю.Н., Кузнецов С.И., Гоц С.С., Лепянин Г.В. Высокомолек. соед. Б. 1992, т. 34, № 7, с. 34.
4. Perlman M.M. and Sonnenschein T.J., Proc. Interat. Symp. Electrets and Dielectrics, Acad. Brasileira Ciencias. Rio de Janeiro, 1977 (p. 337).
5. Sessler G.M. (Ed). Electrets, Springer - Verlag, New-York, 1980.
6. Лушейкин Г.А. Полимерные электреты. М., "Химия", 1984, с. 184.

T.F. Abbasov, M.M. Quliyev, M.T. Abbasov, M.M. Dadasova

POLİETİLENDƏ TERMОСTİMULYATORLU BOŞALMA PROSESİNƏ ÜZVÜ ƏLAVƏNİN TƏSİRİ

İşdə qaç deparafinizasiya(GD) üzvü maddesinin əlavə kimi müxtəlif markalı yüksək təzyiqli polietilen (YTPЕ) təbəqəsinin səthində yüksələn yüksəlhəgəna, elektrik yaşama müddətinə və yüksəlhəgənin saxlanma müddətinən asılılığına təsiri öyrənilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, YIPE-nin tərkibinə 2,0 % (kütlə üzrə) GD əlavəsi daxil edildikdə, onun səthində toplanan yüksəklik kəskin (14,6 dəfə) azalır ki, bu da öz növbəsində alınan yeni polimer materialının elektrik yaşama müddətinin artmasına səbəb olur.

T.F. Abbasov, M.M. Kuliev, M.F. Abbasov, M.M. Dadashova

INFLUENCE OF ORGANIC IMPURITY ON THERMOSTIMULATED CHARGE PROCESS IN POLYETHYLENE

This paper deals with the influence of organic impurity gage deparafinization (GD) on accumulation density of surface charge, electric longevity of polyethylene films of high pressure of different marks and change of charge density of it's storage time.

It is determined that introduction of 20 % (in mass) of GD brings about slight decrease (14.6 - times) of accumulation density of surface charge which promises to distinct increase of electric longevity of developed polymeric material.

УДК 621 374 55

ПОЛОСА АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

А.М. ПАШАЕВ, А.Р. ГАСАНОВ

*Институт Физики АН Азербайджана,**Баку-143, пр.Г.Джавида 33**(Поступило 08.12.94)*

Акустооптические модуляторы, использующие дифракцию Бретта, позволяют повысить некоторые технические характеристики акустооптических устройств, например среднюю частоту полосы пропускания. При обработке широкополосных сигналов первостепенное значение приобретает полоса пропускания акустооптических устройств (в том числе акустооптических линий задержки (АОЛЗ)), использующих дифракцию Бретта. Ширина полосы АОЛЗ, использующей дифракцию Бретта, определяется полосой входного электроакустического преобразователя, полосой фотоприемного устройства, временем пересечения акустической волной луча света и резонансным углом Бретта. В большинстве случаев полоса современных электроакустических преобразователей и фотоприемных устройств не является фактором, ограничивающим полосу пропускания АОЛЗ. В данной статье исследуются ограничения, накладываемые на полосу АОЛЗ резонансным углом Бретта и пути их устранения.

Ширина полосы АОЛЗ, использующей дифракцию Бретта, определяется полосой входного электроакустического преобразователя (ЭАП), полосой фотоприемного устройства (ФПУ), временем пересечения акустической волной луча света и резонансным углом Бретта [1], а в АОЛЗ гетеродинного типа - еще и частотно-зависимым характером эффекта оптического гетеродинирования [2]. В большинстве случаев полоса современных ЭАП и ФПУ не является фактором, ограничивающим полосу пропускания АОЛЗ.

Рассмотрим ограничения, накладываемые на полосу АОЛЗ резонансным углом Бретта, и пути их устранения.

Если изменять частоту упругих волн, сохраняя постоянным угол падения светового пучка, то интенсивность дифрагированного света ослабевает в результате отклонения от оптимальных условий дифракции Бретта. Зависимость интенсивности дифрагированного света от $\Delta\Theta$ ($\Delta\Theta$ - отклонение угла от угла Бретта Θ_0) [1] имеет вид,

$$I = I_{\max} \cdot \sin^2(\pi L \Delta\Theta / \lambda_{ss}) , \quad (1)$$

где $I_{\max} = \pi \Delta l L / \lambda_{ss}$; L - длина акустооптического взаимодействия; λ_{ss} - длина звуковой волны, λ_{cs} - длина световой волны.

Максимум света, дифрагированного на высокочастотной акустической волне, имеет место при выполнении условий Брегга,

$$\sin \Theta_s = 0,5 \lambda_{cs} / \lambda_{ss} . \quad (2)$$

Этот эффект играет более существенную роль в отклоняющих устройствах с высокой рабочей частотой и (или) большой длиной области взаимодействия, в связи с чем необходимы подстройки угла между оптическим лучом и фронтом звуковой волны под угол Брегга Θ_s , которые позволили бы обеспечить выполнение оптимальных условий Брегга в нужном частотном диапазоне.

В этом контексте угол Брегга Θ_s удобнее выразить суммой двух составляющих

$$\Theta_s = \Theta_{ss} + \Theta_{cs} = 0,5 \lambda_{cs} / \lambda_{ss} , \quad (3)$$

где Θ_{ss} - угол между фронтом и нормалью к направлению распространения ультразвуковой волны; Θ_{cs} - угол между падающим световым лучом и нормалью к направлению распространения ультразвуковой волны.

Допустим частота упругих волн изменяется в пределах $f_{ss,\min} + f_{ss,\max}$. Оптимальные условия Брегга будут выполняться для каждой частоты при соответствующей подстройке Θ_{ss} или Θ_{cs} . Другими словами обеспечение условий Брегга возможно двумя способами: подстройкой угла падения оптического луча или регулировкой угла наклона фронта упругой волны.

Подстройка угла падения оптического луча

Здесь могут быть два случая: а) фокусировка оптического луча в области акустооптического взаимодействия; б) подстройка по частоте входного сигнала.

Рассмотрим случай, когда оптический луч фокусируется в области акустооптического взаимодействия (Рис.1). Можно показать, что отклонение угла от угла Брегга, при котором интенсивность дифрагированного светового пучка падает до 0,5 от максимального значения определяется соотношением

$$\Delta \Theta_{s,\max} = 0,442 \cdot \lambda_{ss} / L , \quad (4)$$

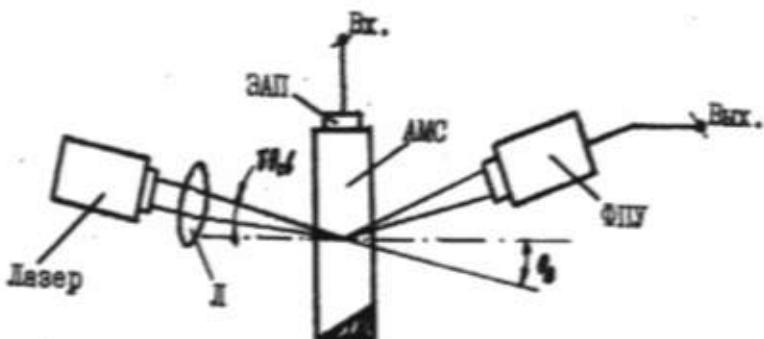


Рис. 1. Схема широкополосной АОЛЗ с фокусированием оптического луча в область акустооптического взаимодействия

Это происходит [3] при изменениях частоты упругих колебаний на величину

$$\Delta f_{\text{зз}, \text{max}} = 2V_{\text{зз}} \cdot \Delta \Theta_{\text{зз}, \text{max}} / \lambda_{\text{зз}} , \quad (5)$$

Падающий световой луч может быть представлен набором оптимальных плоских волн. При фокусировании светового луча условие Брэгга будет выполняться не для всех оптических плоских волн. При изменении частоты ультразвуковых колебаний условие Брэга будет выполнятся для другого набора оптических плоских волн. В этих условиях соотношение (1) примет следующий вид

$$I = \begin{cases} I_{\text{max}} & , \text{ при } \Delta \Theta_{\text{max}} - \delta \Theta_{\text{зз}} / 2 < \Delta \Theta < \delta \Theta_{\text{зз}} / 2 - \Delta \Theta_{\text{max}} \\ I_{\text{max}} \cdot \text{sinc}^2(\pi L \Delta \Theta_{\text{зз}} / \lambda_{\text{зз}}) & , \text{ при } \Delta \Theta = \pm \delta \Theta_{\text{зз}} / 2 \end{cases} \quad (6)$$

где $\delta \Theta_{\text{зз}}$ - угол сходимости оптического луча.

Из (6) следует, что интенсивность дифрагированного света падает до 0,5 от максимального значения при изменениях частоты упругих колебаний на величину

$$\Delta f'_{\text{зз}, \text{max}} = 2V_{\text{зз}} \cdot (\delta \Theta_{\text{зз}} / 2 + \Delta \Theta_{\text{max}}) / \lambda_{\text{зз}} \quad (7)$$

Очевидно, что полоса пропускания системы, при фокусировании светового луча в область взаимодействия, увеличивается в $(\delta \Theta_{\text{зз}} / 2 + \Delta \Theta_{\text{max}}) / \Delta \Theta_{\text{max}}$ раз по сравнению с полосой пропускания

системы, в которой используется коллимированный световой пучок. Однако, при этом ухудшается эффективность использования интенсивности падающего светового пучка. Поэтому необходимо использовать источник когерентного света (ИКС) большей интенсивности оптического излучения, что является недостатком этого метода.

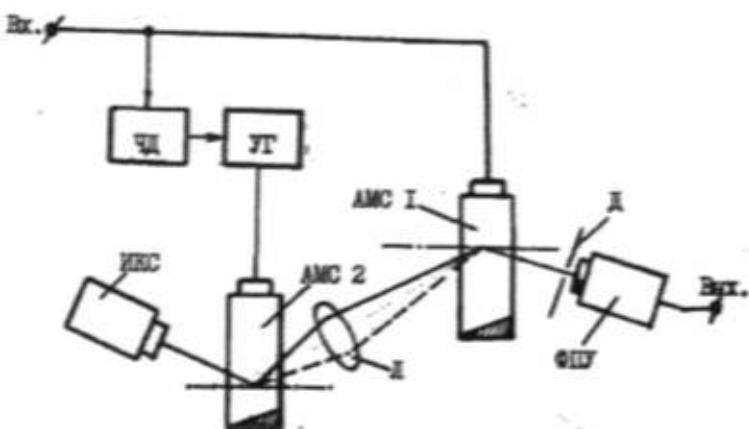


Рис. 2. Схема широкополосной АОЛЗ с адаптивной связью по частоте между углом падения оптического луча и частотой входного сигнала.

С целью устранения названного недостатка можно использовать систему, в которой подстройка угла падения оптического луча обеспечивается введением адаптивной по частоте связи между углом падения оптического луча и частотой входного сигнала (Рис.2). В этой АОЛЗ [4,6] подстройка оптического луча осуществляется при помощи вспомогательного акустического модулятора света (AMC) 2. Затем, отклоненный в первый порядок свет, при помощи линзы Л, направляют в нужную точку акустооптического взаимодействия AMC 1. Свет, дифрагировавший на упругой волне в AMC 1 попадает на фоточувствительную поверхность ФПУ через отверстие диафрагмы Д.

Выходное напряжение частотного детектора (ЧД), амплитуда которого повторяет закон изменения частоты входного сигнала, подается на управитель частоты управляемого генератора (УГ). В результате частота УГ и угол дифракции света в фокальной плоскости AMC 2 изменяются в унисон изменению частоты входного сигнала. Собирающая линза Л обеспечивает фокусировку продифрагированного света в области акустооптического взаимодействия. При этом меняется лишь угол падения светового пучка. Итак, становится возможным обеспечение условий Брегга в широкой полосе частот.

Управление акустическим пучком

Для выполнения условий Бретта в нужном частотном диапазоне необходимо управлять акустическим пучком при низкой интенсивности ИКС или же при необходимости работать с коллимированным световым пучком. С этой целью акустический пучок направляют под углом Бретта с помощью фазированной решетки ЭАП [5]. Простейшая фазированная решетка, показанная на рис. 3 а, представляет собой плоскую решетку с фиксированным сдвигом фаз ϕ между соседними ЭАП. Результирующий акустический волновой фронт можно получить, как показано на рис. 3 а, соединяя соседние индивидуальные волновые фронты в соответствии с первым дифракционным порядком акустической решетки. Индивидуальные волновые фронты соседних ЭАП, при этом сдвинуты на величину ϕ/k_{zz} , где $k_{zz} = 2\pi/\lambda_{zz}$ - коэффициент фазы упругих волн. Поэтому результирующий акустический волновой фронт первого порядка наклонен по отношению к реальному акустическому волновому фронту на угол $\alpha = \phi/(k_{zz} \cdot s) = \phi V_{zz} / (2\pi f_{zz} \cdot s)$, обратно пропорциональный частоте. Поскольку зависимость угла Бретта от частоты описывается функцией арксинуса, акустический пучок не удовлетворяет точному условию Бретта. Условие Бретта выполняется на обоих концах полосы частот, если шаг решетки равен

$$s = n \cdot V_{zz}^2 / \left[(f_0^2 - \Delta f^2 / 4) \cdot \lambda_{zz,0} \right] \quad , \quad (8)$$

где n - показатель преломления среды.

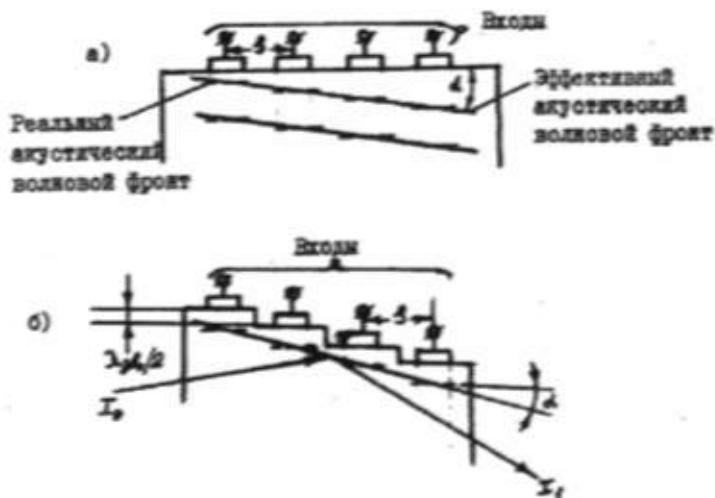


Рис. 3. Акустические фазированные решетки лестничного типа:
а) плоская и б) лестничного типа.

Наибольшее отклонение от условия Брегга наблюдается в середине полосы частот отклоняющего устройства, что приводит к ухудшению характеристики прибора. Выигрыш в эффективности по сравнению со случаем одиночного преобразователя почти четырехкратный. Однако, плоская акустическая решетка создает акустические волновые фронты многих порядков, что уменьшает акустическую мощность в требуемом порядке. Из-за этого эффективность снижается на 3 дБ. В целом плоская решетка позволяет вдвое повысить эффективность по сравнению с одиночным преобразователем. Кроме того, поскольку на высоких частотах сопротивление преобразователя обычно не превышает нескольких Ом, применение решетки преобразователей позволяет увеличить общее сопротивление, приблизив его к сопротивлению 50 Ом.

Концентрация акустической мощности в нужном порядке волнового фронта достигается применением более совершенной фазовой решетки лестничного типа (Рис.3 б).

Каждый ЭАП крепится на соответствующей ступеньке решетки (шаг решетки s). Сигналы, возбуждающие соседние элементы, находятся в противофазе. Высота ступенек выбрана равной половине длины акустической волны $\lambda_{\text{зв},0}$ на центральной частоте $f_{\text{зв},0}$, в результате чего при изменении частоты в среде происходит поворот эффективного акустического волнового фронта.

Оптимальное значение S , необходимое для сохранения условия Брегга, в первом приближении определяется простой формулой:

$$S = n \cdot \lambda_{\text{зв},0}^2 / \lambda_{\text{св}} , \quad (9)$$

Значительное расширение полосы дифракции достигается уже при использовании структуры, имеющей всего лишь четыре ступеньки. Однако, трудно создать решетку лестничного типа для работы на высоких частотах.

Литература

1. Брикса, Де Мария. Зарубежная радиоэлектроника, 1969, № 2, с. 94-108.
2. Виноградов С.С., Яковлев В.Н. - ТУИС, Сер. Автоматическая коммуникация и телефония, 1978, с. 126-131.
3. Гасанов А.Р. Темат. сб. научных трудов, АзПИ. 1989 г.
4. Рзаев Х.Н., Гасанов А.Р. Исследование полосы пропускания акустооптической линии задержки с прямым детектированием. Б.: Азерб., ГНА. Ученые записки № 3, с. 154-159, 1994.
5. Корпел, Адлер, Десмарес, Ватсон. ТИИЭР, 1966.т. 54, № 10, с. 225-235.
6. Зилberman Г.Е., Годтванская Г.Ф., Годтвянский И.Н. Акустооптический резонанс на двух частотах. Радиотехника, 1991, т. 36, 7.

A.M. Paşayev, A.R. Həsənov

AKUSTOOPTİK LƏNGİTMƏ XƏTTİNİN ZOLAĞI

Akustooptiki modulyatorlarda Bragg difraksiyasından istifadə olunması akusto-optiki qurğuların bir sıra texniki xarakteristikalarını, məsələn, buraxma zolağının orta tezliyini, yükseltməyə imkan verir. Geniş zolaqlı siqnallar işləndən Bragg difraksiyasından istifadə eden akustooptiki qurğuların (o cümlədən akustooptiki lengitme xətlerinin) buraxma zolağı böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bragg difraksiyasından istifadə edən akustooptiki lengitme xətlerinin tezlik zolağının eni elektroakustik çeviricinin ve fotoqabuledicinin tezlik zolaqları akustik dalganın işıq şüasını kesmə vaxtı və rezonans Bragg bucağı ilə mehdudlanır. Müasir elektroakustik çeviricilərin, fotoqabuledici qurğuların tezlik zolaqları genişdir və akustooptik lengitme xətlerinin tezlik zolaqlarını mehdudlaşdırırlar. Bu məqalede rezonans Bragg bucağının akustooptik lengitme xəttinin tezlik zolağına qoyduğu mehdudiyyətlər və onların aradan qaldırılması üsulları tədqiq olunur.

A.M. Pashayev, A.R. Gasanov

BAND OF ACOUSTOOPTIC DELAY LINES

Acoustooptic modulators using Bragg diffraction allows to increase some specifications of acoustooptic devices, for instance medium frequency of bandpass. During treatment of broad band signals it is of first importance the bandpass of acoustooptic devices (including acoustooptic delay lines) using Bragg diffraction. Bandwidth of acoustooptic delay lines using Bragg diffraction is defined by band of entry electroacoustic converter, band of photodetector, time of crossing of acoustooptic wave by light beam and resonant Bragg angle. In most cases the band of present-day electroacoustic converters and photodetektors are not the factor limiting bandpass of acoustooptic delay lines.

Present paper deals with the restrictions imposing on the band of acoustooptic delay lines by resonant Bragg angles and ways of their avoidance.