

ՀԱՍՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա  
ФИЗИКА

1967

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱՎ

Գ. Մ. Ավագյանց, Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Է. Ս. Բոտունուզյան, Գ. Մ. Ղա-  
րիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան (պատասխա-  
նատու խմբագրի տեղակալ), Ռ. Ա. Սարգսյան (պատասխանատու քար-  
տուղար), Հ. Հ. Վաղապետյան, Ն. Մ. Քոչարյան, Յու. Ֆ. Օրլով

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Г. М. Авакьянц, П. А. Безириания, Э. С. Бурунсузян,  
Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редак-  
тор), Н. М. Кочарян, Ю. Ф. Орлов, Г. С. Саакян (за-  
меститель ответственного редактора), Р. А. Сардарян  
(ответственный секретарь)

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ПОЛИХЛОРОПРЕНА В РАСТВОРЕ

Ю. К. КАБАЛЯН, А. Г. МЕЛКОНЯН

Определен дипольный момент модельного соединения, характеризующего мономерное звено полихлоропрена, транс-2-хлорбутена-2 методом полярных растворов Дебая. Рассчитан эффективный дипольный момент хлоропренового каучука по формуле Харриса—Олдера при бесконечном разбавлении. Значение  $\mu_{\text{эф}}/\mu$  для полихлоропрена в высокоэластическом состоянии отличается незначительно от соответствующего значения для полимера в растворе. Это свидетельствует об отсутствии корреляции между полярными группами полихлоропрена в высокоэластическом состоянии.

Исследование диэлектрической поляризации полярных систем является важным методом изучения строения молекул. Применение статистических теорий при исследовании диэлектрической поляризации позволяет определить эффективный дипольный момент и параметр корреляции, характеризующий молекулярное взаимодействие.

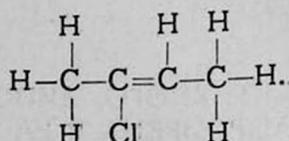
Значение дипольного момента изолированной молекулы позволяет судить о симметрии молекул, о наличии изомерии (цис- и транс-положение) и т. п.

Изучение эффективных дипольных моментов полимеров в растворе, при бесконечном разбавлении, дает возможность определить взаимодействия между полярными группами одной полимерной цепи, так как взаимодействия между соседними молекулами при этом исключаются.

В литературе относительно эффективного дипольного момента полихлоропрена имеется очень мало данных. Так, например, в работе [1] приводятся значения дипольных моментов полихлоропрена и его мономера, определенного методом разбавленных растворов по формуле Клаузиуса—Моссотти. Однако для полярных полимеров это уравнение не приемлемо. Поэтому в данной работе приводятся результаты определения эффективного дипольного момента хлоропренового каучука с помощью уравнений статистической теории поляризации.

Хлоропреновый каучук был получен эмульсионной полимеризацией ( $t = +40^\circ\text{C}$ ) с использованием меркаптана в качестве регулятора [2]. Измерения диэлектрической проницаемости производились на приборе типа Е 12-1. Для оценки молекулярного взаимодействия в полихлоропрене необходимо знать значение дипольного момента мономерного звена, которое и характеризует величину  $\mu_0$ . Учитывая то, что при полимеризации хлоропрена макромолекула полимера имеет в основном (до 86%) 1,4-трансконфигурацию звеньев [3], то в качестве модельного соединения, характеризующего мономерное звено, использован гидрированный мономер транс-2-хлорбутен-2

МА-1833



Свойства гидрированного мономера и полихлоропрена при  $t=20^\circ\text{C}$  приведены в таблице 1.

Таблица 1

Вещество	$\rho$ [г/см <sup>3</sup> ]	$n_D$	$V_M$	$t$ кип. $^\circ\text{C}$
Транс-2-хлорбутен-2	0,9171	1,4200	96,68	62,0
Полихлоропрен	1,23	1,550	71,95	—

Для расчета дипольного момента транс-2-хлорбутен-2 были определены зависимости диэлектрической проницаемости и удельного

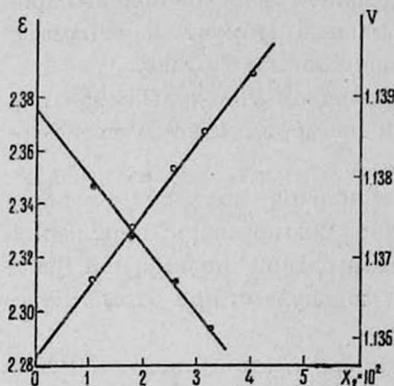


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  (○) и удельного объема  $V$  (●) бензольных растворов транс-2-хлорбутен-2 от концентрации  $x_2$ .

объема растворов в бензоле от концентрации (рис. 1). Вычисление дипольного момента производилось по методу полярных растворов Дебая с экстраполяцией на бесконечное разбавление по Кумлеру [4]. Расчет эффективного дипольного момента хлоропренового каучука произведен по методу Бурштейн и Михайлова [5] с использованием формулы Харриса-Олдера при бесконечном разбавлении [6].

Экспериментальные данные зависимости диэлектрической проницаемости от концентрации для растворов хлоропренового каучука в бензоле приведены на рис. 2. На основании данных рис. 1 и 2 определены значения  $\epsilon_0$ ,  $V_0$ ,  $\left(\frac{d\epsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0}$  и  $\left(\frac{dV}{dx_2}\right)_{x_2=0}$  для транс-2-хлорбутена-2 и хлоропренового каучука (таблица 2).

Таблица 2

Вещество	$\epsilon_0$	$V_0$	$\left(\frac{d\epsilon}{dx_2}\right)_{x_2=0}$	$\left(\frac{dV}{dx_2}\right)_{x_2=0}$
Транс-2-хлорбутен-2	2,283	1,1388	2,87	-0,085
Полихлоропрен	2,283	1,1384	3,1	-0,41

Величина дипольного момента ( $\mu_0$ ) гидрированного мономера (транс-2-хлорбутен-2), рассчитанная согласно данным таблицы 2, ока-

залась равной  $\mu_0 = 1,62 \text{ Д}$ , а величина эффективного дипольного момента полихлоропрена —  $\mu_{\text{эф.}} = 1,51 \text{ Д}$ .

В таблице 3 приведены значения эффективных дипольных моментов полихлоропрена в растворе и в высокоэластическом состоянии, рассчитанные по данным [7], а также одного из представителей полимеров гомологического ряда эфиров метакриловой кислоты [8].

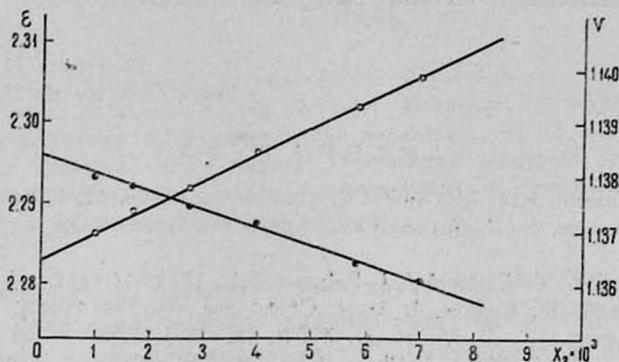


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  (о) и удельного объема  $V$  (●) бензольных растворов полихлоропрена от концентрации  $x_2$ .

Величина дипольного момента в среде ( $\mu$ ) рассчитана по формуле Онзагера [9].

Из таблицы 3 видно, что значения  $\mu_{\text{эф.}}/\mu$  для полихлоропрена, также как и для полиэтилметакрилата, в высокоэластическом состоянии незначительно отличаются от соответствующих значений для полимеров в растворе. Это свидетельствует об отсутствии корреляции между полярными группами различных макромолекул полихлоропрена в высокоэластическом состоянии.

Таблица 3

Вещество	$\mu_0$	$\mu_{\text{эф.}}$	$\mu$	$\mu_{\text{эф.}}/\mu$	
Полихлоропрен	в растворе	1,62	1,51	1,93	0,78
	в высокоэластическом состоянии	1,62	1,55	2,12	0,73
Полиэтилметакрилат	в растворе	1,85	1,56	2,13	0,73
	в высокоэластическом состоянии	1,85	1,81	2,29	0,79

Полученные данные свидетельствуют об определяющем влиянии на высокоэластические свойства полихлоропрена внутримолекулярного взаимодействия в макромолекуле.

Одновременно из таблицы 3 видно, что значение эффективного дипольного момента полихлоропрена ( $\mu_{\text{эф.}} = 1,51 \text{ Д}$ ) меньше, чем у поливинилхлорида ( $\mu_{\text{эф.}} = 2,0 \text{ Д}$ ) [10], несмотря на наличие С-Сl связи. Это свидетельствует о большой гибкости основной цепи полихлоро-

прена, обусловленной как значительной удаленностью атомов хлора друг от друга, так и облегчением вращения одинарной связи, смежной с двойной.

Аналогичные данные для полихлоропрена получены также в работе [11]. Авторами показано, что вследствие большой гибкости основной цепи полихлоропрена, по сравнению с поливинилхлоридом, дально-сегментальные потери смещены в область более низких температур.

ВНИИПолимер

Поступила 12 февраля 1966  
после переработки 25 сентября 1966

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. П. Петросян, Изв. АН АрмССР, химические науки, 17, 122 (1954).
2. Л. Г. Мелконян, Р. В. Багдасарян, Армянский химический журнал, 19, № 1 (1966).
3. J. T. Maynard, W. E. Mochel, J. Polymer Sci., 13, 251 (1954).
4. J. Halverstadt, W. Kumler, J. Amer. Chem. Soc., 64, 2988 (1942).
5. А. А. Бурштейн, Г. П. Михайлов, ЖТФ, 27, 688 (1957).
6. F. E. Harris, B. J. Alder, J. Chem. Phys., 21, 1031 (1953).
7. Ю. К. Кабалин, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян, Армянский химический журнал, 19, № 12 (1966).
8. Г. П. Михайлов, А. А. Бурштейн, ЖТФ, 29, 192 (1959).
9. L. Onsager, J. Amer. Chem. Soc., 53, 1485 (1936).
10. E. Schlosser, S. Käsiner, Plaste u. Kautschuk, 11, 195 (1964).
11. M. Matsuо, J. Ishida, Koll.-z. u. z. Polymer, 201, 89 (1965).

#### ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՄՈՄԵՆՏԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼՈՒՄՈՒՅԹՈՒՄ

ՅՈՒ. Կ. ԿԱԲԱԼԻՅԱՆ, Լ. Գ. ՄԵԼԿՈՆԻԱՆ

Որոշված է մոդելային միացություն (տրանս-2 քլորբուտեն-2) դիպոլային մոմենտը որը բնութագրում է պոլիքլորոպրենի շղթայի օբյեկտը: Հաշված է քլորոպրենային կառուցվածքի էֆեկտիվ դիպոլային մոմենտը անասման նոսրացման մեթոդով:

Եֆեկտիվ արտահայտության արժեքը բարձր էլաստիկ վիճակում գտնվող պոլիքլորոպրենի համար չի տարբերվում համապատասխան արժեքից, որը ստացվում է լուծույթում: Դա վկայում է պոլիքլորոպրենի բենոսցված խմբերի միջև կորելացիայի բացակայության մասին բարձր էլաստիկ վիճակում:

#### DETERMINATION OF THE EFFECTIVE DIPOLE MOMENT OF POLYCHLOROPRENE IN SOLUTION

Yu. K. KABALIAN and L. G. MELKONIAN

The dipole moment of the model compound (trans-2-chlorine-butene-2) characterizing a monomer unit of polychloroprene is determined by the Debye method of polar solutions. The effective dipole moment of chloroprene rubber is calculated by the Harris-Alder formula at infinite dilution. The value of  $\mu_{\text{eff}}/\mu$  for polychloroprene in high elastic state differs insignificantly from the corresponding value for the polymer in solution. This fact indicates the lack of correlation between the polar groups of polychloroprene in high elastic state.

## ВЛИЯНИЕ ЗАТУХАНИЯ КОЛЕБАНИЙ НА ПОПЕРЕЧНУЮ ДИССИПАТИВНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

С. А. ХЕЙФЕЦ

Теория поперечной диссипативной неустойчивости обобщена на случай, когда колебания частиц затухают. Показано, что затухание приводит к устойчивости (при выполнении неравенства  $a > V$ ) даже при отсутствии разброса частот частиц. Полученный критерий устойчивости важен для ускорителей и накопителей электронов и позитронов, рассчитанных на ультрарелятивистскую энергию.

В работах [1, 2] развита теория неустойчивости когерентных вертикальных колебаний частиц, возникающей из-за конечной проводимости стенок камеры ускорителя. Рассматриваемая неустойчивость связана с тем, что при конечной проводимости стенок сила, действующая на пучок со стороны электромагнитного поля самого пучка, имеет компоненту, синфазную с вертикальной составляющей скорости когерентных колебаний пучка. Это может привести к экспоненциальному росту амплитуды когерентных колебаний и к полной потере частиц.

В работах [1, 2] не принималось во внимание затухание колебаний, что приводило, например, к тому, что пучок частиц, не имеющий разброса частот и энергий, неустойчив при конечной проводимости стенок даже при очень малом числе частиц в пучке. Только разброс частот достаточной величины приводит в этом случае к стабилизации движения.

В настоящей работе теория поперечной диссипативной неустойчивости обобщена для затухающих колебаний.

Учет затухания особенно важен для больших релятивистских ускорителей и накопителей, синхротронное излучение которых приводит к быстрому затуханию колебаний.

Рассмотрение целиком будет основано на работе [1]. Мы не будем повторять всех выкладок, которые не зависят от затухания колебаний, взяв все необходимые выражения (а также обозначения) из этой работы. В частности, это относится к выражениям для электромагнитного поля, создаваемого пучком.

Для нашей цели достаточно выписать общее выражение для амплитуды вертикальной составляющей электромагнитной силы, действующей на пучок:

$$f_z \sim U + (1 + i) V. \quad (1)$$

Здесь  $V$  — компонента силы, возникающая из-за конечной проводимости стенок,  $U$  — „нормальная“ составляющая.

При выводе дисперсионного соотношения мы будем использовать кинетическое уравнение для функции распределения  $\psi_t$ , учитывающее затухание вертикальных колебаний. Уравнение затухающих вертикальных колебаний имеет вид

$$\ddot{z} + 2\alpha\dot{z} + \nu_z^2\Omega^2 z = \frac{f_z}{m_0\gamma}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — декремент затухания (радиационного). Кинетическое уравнение для одной степени свободы с затуханием [3] исследовалось в работе [4], где было показано, что при выполнении одного из двух условий

$$\alpha \ll \nu_z\Omega, \quad (3a)$$

$$\alpha t \gg 1 \quad (3b)$$

функция распределения  $\psi_t$  оказывается зависящей только от амплитуды колебаний и не зависит от их фазы. Функцию  $\psi_t$  в этом случае можно считать удовлетворяющей симметричному уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi_t}{\partial t} + \theta \frac{\partial\psi_t}{\partial\theta} + \langle \dot{W} \rangle \frac{\partial\psi_t}{\partial W} + z \frac{\partial\psi_t}{\partial z} - \nu_z^2\Omega^2 z \frac{\partial\psi_t}{\partial z} - \\ - \alpha \frac{\partial}{\partial z} (z\psi_t) - \alpha \frac{\partial}{\partial z} (z\psi_t) = - \frac{f_z}{m_0\gamma} \frac{\partial\psi_t}{\partial z}. \end{aligned} \quad (4)$$

В дальнейшем мы будем предполагать, что условие (3) выполнено, что справедливо во всех практически встречающихся случаях.

Правая часть уравнения (4), являющаяся возмущением, изменяющим распределение частиц, пропорциональна силе, действующей на пучок со стороны электромагнитного поля пучка.

Если пренебречь этим членом, то оставшееся уравнение совместно с условием нормировки определяет равновесную функцию распределения частиц  $\psi$ . Теперь неудобно выбрать в качестве аргумента этой функции амплитуду колебаний  $a$ , поскольку при наличии затухания амплитуда не остается постоянной. В качестве соответствующей переменной мы выберем начальное значение амплитуды  $a_0$ , определяющей вертикальные колебания частиц.

$$z = a_0 e^{-\alpha t} \sin \varphi, \quad (5)$$

$$\dot{z} = a_0 e^{-\alpha t} \nu_z \Omega \cos \varphi, \quad (6)$$

$$a_0^2 = e^{2\alpha t} (z^2 + \dot{z}^2 / \nu_z^2 \Omega^2). \quad (7)$$

При переходе от переменной  $a$  к переменной  $a_0$  необходимо одновременно преобразовать и функцию  $\psi$ , как это видно из условия нормировки [4]:

$$\psi[a(t), W, t] = \Phi(a_0, W) e^{2\alpha t}. \quad (8)$$

Используя выражения (5–8), нетрудно убедиться, что равновесная функция  $\psi$  удовлетворяет уравнению (4) без правой части.

При наличии возмущения будем искать решение уравнения (4) в виде бегущих по азимуту  $\theta$  волн:

$$\psi_t = e^{2\alpha t} [\Phi(a_0, W) + \psi_1(a_0, \varphi, W, t) e^{i(n\theta - \omega t)}], \quad (9a)$$

$$\langle f_z \rangle = P_n (U + (1+i)V) \frac{\nu_z \omega_0 m_0}{\pi e} \gamma e^{i(n\theta - \omega t)}, \quad (9б)$$

$$\langle \dot{W} \rangle = 0. \quad (9в)$$

Последнее уравнение является следствием того, что мы рассматриваем аксиально-однородный пучок. Мы здесь не рассматриваем затухания продольных колебаний, поскольку оно не влияет на решение и не меняет результата.

Произведя необходимые выкладки и отбрасывая члены квадратичные по возмущению, получим следующее уравнение для функции  $\psi_1$ :

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + i(n\Omega - \omega) \psi_1 + \nu_z \Omega \frac{\partial \psi_1}{\partial \varphi} = - \frac{\omega_0 P_n (U + (1+i)V)}{\pi e \Omega} \frac{\partial \Phi}{\partial a_0} e^{\alpha t} \cos \varphi.$$

Решением его является

$$\psi_1 = \frac{\nu_z \omega_0 P_n (U + (1+i)V)}{\pi e \nu_z \Omega} \frac{\partial \Phi}{\partial a_0} \frac{[\alpha + i(n\Omega - \omega)] \cos \varphi + \nu_z \Omega \sin \varphi}{(\omega - n\Omega + i\alpha)^2 - \nu_z^2 \Omega^2} e^{\alpha t}. \quad (10)$$

Вычислив с помощью (10) дипольный момент на единицу длины

$$P_n(\theta, t) = p_n \exp i(n\theta - \omega t),$$

где

$$p_n = e \int z \psi_1 a_0 da_0 d\varphi dW,$$

получим дисперсионное уравнение

$$\nu_z \omega_0 [U + (1+i)V] I = 1, \quad (11)$$

где

$$I = \int \frac{(\partial h / \partial a_0) a_0^2 da_0 l(W) dW}{(\omega - n\Omega + i\alpha)^2 - \nu_z^2 \Omega^2}. \quad (12)$$

Уравнение (11) определяет частоту (комплексную) поперечного вертикального движения и является основным для анализа устойчивости движения.

Рассмотрим сначала пучок, все частицы которого имеют одинаковую энергию  $l(W) = \delta(W)$ , а частоты обращения  $\Omega = \omega_0$  и колебаний  $\nu_z$  не зависят от амплитуды. Уравнение (11) в этом случае приобретает вид (так как  $\int h'(a_0) a_0^2 da_0 = -2$ )

$$(\omega - n\omega_0 + i\alpha)^2 = \nu_z^2 \omega_0^2 - 2\nu_z \omega_0 (U + V + iV).$$

При выполнении неравенства  $U, V \ll \nu_z \omega_0$  (что обычно имеет место) отсюда получаем

$$\omega = (n \pm \nu_z) \omega_0 \mp (U + V) - i\alpha \mp iV. \quad (13)$$

Верхние знаки относятся к всегда затухающей „быстрой волне“, нижние — к „медленной“. Как видно из соотношения (13), для  $n > \nu_z$  амплитуда „медленной“ волны затухает или экспоненциально растет в зависимости от знака неравенства

$$\alpha > V, \quad (14a)$$

либо

$$\alpha < V. \quad (14b)$$

Неравенство (14a) является критерием устойчивости для затухающих колебаний. Оно всегда выполняется для пучка достаточно малой интенсивности, так как  $V$  пропорционально числу частиц в пучке.

Поскольку наибольший интерес с точки зрения устойчивости представляет „медленная волна“, то нас в дальнейшем будут интересовать значения  $\omega$ , лежащие достаточно близко к значению  $(n - \nu_z)\omega_0$ . В этом случае дисперсионное соотношение можно упростить:

$$(U + V + iV) \int \frac{h'(a_0) a_0^2 da_0 l(W) dW}{\omega - (n - \nu_z) \Omega + i\alpha} = -2. \quad (11a)$$

Не будем производить далее полного анализа соотношения (11a), ограничимся одним лишь примером, чтобы продемонстрировать, как изменяются результаты при учете затухания.

Будем считать, что  $\Omega$  и  $\nu_z$  не зависят от амплитуды колебаний. Учтем лишь зависимость параметров ускорителя от энергии частиц:

$$\begin{aligned} \Omega &= \omega_0 + (\partial\Omega/\partial W) \cdot W, \\ \nu_z &= \nu_0 + (\partial\nu_z/\partial W) \cdot W. \end{aligned}$$

Далее примем для невозмущенного распределения частиц по энергиям гауссово распределение

$$l(W) = \frac{1}{\sqrt{\pi} q} e^{-W^2/q^2}. \quad (15)$$

Дисперсионное соотношение в этом случае приобретает следующий вид

$$\zeta(x_1) = -\frac{B}{U + V + iV}. \quad (11b)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \zeta(x_1) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{x - x_1}, \\ x_1 &\equiv y + iz = \frac{\delta + i\alpha}{B}, \quad \delta = \omega - (n - \nu_0)\omega_0. \end{aligned}$$

Можно показать, что функция  $\zeta$  имеет следующий вид.

$$\zeta(x_1) = i\sqrt{\pi} e^{-x_1^2} - 2e^{-x_1^2} \int_C e^{x^2} dx. \quad (16)$$

Контур интегрирования в (16) соединяет точки 0 и  $x_1$ . В случае, когда  $x_1$  почти действительное число (т. е.  $|\operatorname{Im} x_1| \ll |\operatorname{Re} x_1|$ ), функция  $\zeta(x_1)$  имеет следующую асимптотику:

$$\zeta(x_1) \approx i\sqrt{\pi} e^{-(\operatorname{Re} x_1)^2} - \frac{1}{x_1}, \quad |x_1| \gg 1.$$

Рассмотрим теперь практически важный случай  $|U| \gg V$ . Решения уравнения (116) в этом приближении должно удовлетворять требованию  $|\operatorname{Re} \zeta| \gg |\operatorname{Im} \zeta|$ , что возможно в асимптотической области. Разделяя действительную и мнимую части уравнения, получим

$$\frac{y}{y^2 + z^2} - \sqrt{\pi} e^{-(y^2 - z^2)} \sin 2yz = \frac{B}{U}, \quad (17a)$$

$$\frac{z}{y^2 + z^2} - \sqrt{\pi} e^{-(y^2 - z^2)} \cos 2yz = \frac{BV}{U^2}. \quad (17b)$$

Приближенным решением этой системы (когда можно пренебречь вторыми слагаемыми в левых сторонах равенств) является

$$y = U/B, \\ z = V/B,$$

или  $\delta = U + i(V - \alpha)$ , что дает опять тот же критерий устойчивости (14a). Как видно из этого примера, при достаточно сильном затухании критерий устойчивости явно не зависит от разброса частиц по энергиям. Однако эта зависимость содержится в неявном виде, так как для справедливости подобного решения требуется выполнение неравенства  $U \gg B$ , зависящего от этого разброса. Если такое неравенство не выполнено, то нужно решать общее уравнение (116). Если в системе (17) совершить предельный переход  $z \rightarrow 0$  (что соответствует пренебрежению затуханием), то получится результат работы [1].

В заключение заметим, что критерий устойчивости (14a) имеет простой физический смысл. Переписав его в виде

$$\tau_{\text{рад}} < \tau_{\text{неуст}},$$

где  $\tau_{\text{рад}} = 1/\alpha$  — время радиационного затухания,  $\tau_{\text{неуст}} = 1/V$  — время развития неустойчивости, можно убедиться, что оно означает просто требование, чтобы радиационное затухание происходило быстрее, чем развивается неустойчивость.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. F. Laslett, V. K. Neil, A. M. Sessler, RSI, 36, 436 (1965).
2. В. И. Балбеков, А. А. Коломенский, АЭ, 19, 126 (1965).
3. С. Чандрасекар, Стохастические проблемы в физике и астрономии, ИЛ, М., 1947.
4. С. А. Хейфец, Потери частиц в современных циклических ускорителях, кандидатская диссертация, Ереван, 1960.

ՏՏՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՄԱՐՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԸՆԴԴԱՅՆԱԿԱՆ  
ԳԻՍԻՊԱՏԻՎ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ս. Ա. ՀԵԻՖԵՑ

Ընդլայնական դիսիպատիվ անկայունության տեսությունը ընդհանրացված է այն դեպքի համար, երբ մասնիկների տատանումները մարում են: Յուրյ է տրված, որ մարումը բերում է կայունության (եթե սեզի ունի  $a > V$  անհավասարությունը) նույնիսկ մասնիկների հաճախականությունների ցրվածության բացակայության դեպքում:

Կայունության ստացված չափանիշը կարևոր է ուղորանելատիվիստիկ էներգիաների դեպքում հաշված արագացուցիչների և էլեկտրոնների ու պոզիտրոնների կոտակիչների համար:

## THE INFLUENCE OF THE DAMPING OF THE OSCILLATIONS ON THE TRANSVERSE DISSIPATIVE INSTABILITY

S. A. KHEIFETS

The theory of the transverse dissipative instability is generalized for the case of oscillation damping. It is shown that the damping brings to an stability (when the inequality  $a > V$  is fulfilled) even in case when there is no spread of particle frequencies. The obtained criterion of the stability is important for the accelerators and electron-positron storage rings of ultrarelativistic energy.

## ДИНАМИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПЛЕНОК С УЧЕТОМ ФРОНТА ПЕРЕКЛЮЧАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

К. А. ЕГИЯН, Б. А. КОСТАНДЯН

Рассматриваются на основе теории когерентного вращения кривые намагничивания тонких ферромагнитных пленок при линейном росте переключающего поля в интервале 18.75—350 нсек. Сравниваются статические и динамические характеристики. Приводятся расчетные динамические петли гистерезиса.

Статические характеристики тонких магнитных пленок достаточно подробно изучены многими авторами, например [1, 2]. Исходя из теории когерентного вращения, рассчитаны петли гистерезиса пленок, критические поля необратимых скачков намагничивания и т. п. Указанные статические характеристики зачастую используются при динамических исследованиях, что не всегда может быть оправдано, особенно при временах переключения, не превышающих 10—20 нсек, где уже начинают сказываться эффекты внутреннего затухания. С другой стороны, в работах, где рассматриваются чисто динамические режимы, не учитываются времена нарастания импульсов [3—5], что идеализирует картину и не позволяет следить за характером изменения процесса переключения с изменением фронта переключающего импульса.

Данная работа была предпринята с целью изучения характеристик переключения пленок прямоугольными импульсами с различными фронтами при приложении переключающих полей в области трудного направления ( $\pm 15^\circ$  от средней трудной оси). Выбор указанного интервала углов интересен с той точки зрения, что именно в этом интервале находятся поля считывания при построении памяти с линейной выборкой. В заключение приводятся динамические петли гистерезиса пленок.

*Постановка задачи.* На рис. 1 приводится схема пленки с принятыми обозначениями, а также форма переключающего импульса. Переключающее поле  $h = H/H_k$  составляет с трудной осью угол  $\beta$ , положение вектора намагниченности задается углом  $\theta$ , отсчитываемым от легкой оси. В обоих случаях положительные значения углов отсчитываются против часовой стрелки. Исходное положение вектора намагниченности ( $M$ )  $\theta = 0$ , так что при  $\beta > 0$  начальный угол между  $M$  и  $h$  тупой, а при  $\beta < 0$  — острый.

Форма импульса поля представлена на рис. 16 — поле линейно растет от нуля до уровня  $1.5 H_k$ , после чего не изменяется. Время нарастания фронта поля менялось в пределах 18.75—300 нсек. Рассматривались следующие времена нарастания фронта: 300 нсек, 150 нсек, 75 нсек, 37.5 нсек, 18.75 нсек, 0 (поле нарастает скачком).

В качестве уравнения движения  $M$  использовалось уравнение Ландау—Лифшица, которое в нашем случае имеет вид [3]:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 4\pi M\gamma\alpha \frac{d\theta}{dt} + 4\pi M\gamma^2 H_k [\sin\theta \cos\theta - h \cos(\theta - \beta)] = 0, \quad (1)$$

где  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  э.сек, гиромагнитное отношение;

$\alpha$  — коэффициент затухания, принимался равным 0.02;

$H_k$  — поле анизотропии, принималось равным 2.95 э.

В уравнении (1) напряженность переключающего поля  $h(t)$  имеет вид, указанный на рис. 1б, что аналитически представляется в виде

$$h(t) = \begin{cases} kt & \text{при } kt \leq 1.5 \\ 1.5 & \text{при } kt > 1.5, \end{cases}$$

где  $k$  — характеризует скорость нарастания  $h(t)$  до уровня 1.5.

Заменив  $kt = \tau$ , уравнение (1) представим в виде

$$\varepsilon k \frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin\theta \cos\theta + h(\tau) \cos(\theta - \beta)] = 0, \quad (2)$$

где  $\varepsilon = 1/4\pi M\gamma\alpha$  и по порядку величины равен  $10^{-8}$ .

Рис. 1. а) Схема пленки с принятыми обозначениями. б) Форма переключающего поля.  $k$  — скорость роста поля,  $t_\phi$  — время нарастания поля.

Последнее указывает, что, видимо, для не слишком быстрых процессов переключения можно пренебречь членом со второй производной в уравнении (2).

Результаты численных решений, которые приводятся ниже, показывают, что, действительно, в случае не слишком быстрых процессов переключения такое пренебрежение фактически не меняет характеристик процесса.

В связи с этим для расчетов, в основном, использовалось уравнение

$$\frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin\theta \cos\theta + h(\tau) \cos(\theta - \beta)] = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) решались методом Рунге-Куты [6] с переменным шагом на машине „Раздан-2“.

**Результаты расчетов.** Полученные результаты лучше всего представить в виде кривых  $\theta = f(h)$ . Поскольку  $h = kt$  при  $h < 1.5$ , то эти же кривые фактически являются кривыми  $\theta = \varphi(t)$ . Использование кривых намагничивания  $\theta = f(h)$  позволяет наглядно сравнивать ход переключения пленки при изменении фронта импульса, а также полученные нами динамические кривые сравнивать со статическими.

В статике по теории когерентного вращения [1, 2] перемагничивание идет следующим образом. При приложении к пленке поля

$h > 1$  под тупым углом к исходному положению  $M$ , ориентированному по легкой оси, вначале с ростом поля вектор намагниченности вращается по направлению к приложенному полю, затем при некотором критическом поле, зависящем от  $\beta$ , происходит перескок  $M$  за направление приложенного поля, после чего  $M$  вновь начинает обратно вращаться к направлению  $h$ . При действии поля под острым углом скачки не имеют места —  $M$  непрерывно вращается к направлению приложенного поля.

В динамике характер процесса переключения существенно изменяется. На рис. 2 приводятся кривые намагничивания пленки под различными углами к трудной оси при времени нарастания фронта поля равном 18.75 нсек. Данные показывают, что в динамическом режиме переключения скачки намагниченности заменяются резким поворотом  $M$  за направление приложенного поля с дальнейшим обратным вращением к направлению поля. Отклонения от статики тем сильнее, чем больше скорость роста поля и скорость переключения. Это хорошо видно на рис. 3, где для сравнения приводится ряд статических и динамических кривых намагничивания. На рисунке приводятся кривые намагничивания при трех углах приложения поля:  $\beta = -15^\circ, +3^\circ$  и  $-15^\circ$ .

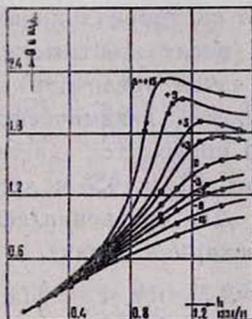


Рис. 2. Динамические кривые намагничивания пленок при  $\beta = \pm 15^\circ$  с  $t_\phi = 18.75$  нсек.

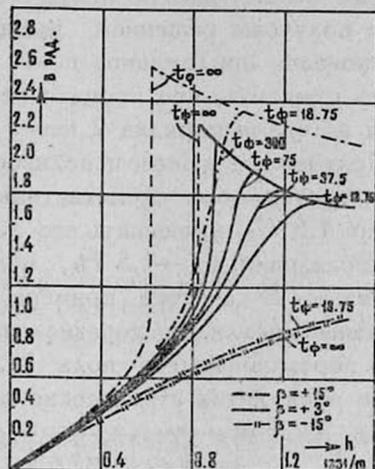


Рис. 3. Зависимость кривых намагничивания пленок от скорости роста поля.

Данные наиболее полно представлены в случае  $\beta = +3^\circ$ , где приводятся кривые намагничивания в случае  $t_\phi = 300, 75, 37.5$  и  $18.75$  нсек и статическая кривая ( $t_\phi = \infty$ ). Как видно из рисунка, с ростом скорости нарастания поля уменьшается скорость перехода за направление поля, разница между максимальным отклонением и конечным положением  $M$ , увеличиваются величины полей, при которых достигается максимальное отклонение  $M$ . То же самое имеет место и при  $\beta = +15^\circ$ , где приводятся только статическая кривая и кривая с  $t_\phi = 18.75$  нсек. Все кривые с промежуточными скоростями нарастания поля располагаются между приведенными предельными случаями.

В случае  $\beta = -15^\circ$ , хотя и существует разность фаз между динамическими  $\theta$  и  $h$ , однако разница эта мала, видимо, в связи с небольшими скоростями переключения.

Кривые, приведенные на рис. 2, 3, получены решением уравнения (3), ибо в рассмотренных нами случаях пренебрежение второй производной не приводит к существенным изменениям характера процесса намагничивания, как это видно из рис. 4а, где приводятся кривые намагничивания в случае  $t_{\phi} = 18.75$  нсек с  $\beta = +15^\circ, +5^\circ$  с учетом и без учета второй производной, т. е. кривые, полученные решением уравнений (2) и (3). Роль второй производной существенна лишь в случае очень быстрых процессов, в частности, при скачкообразном нарастании поля ( $t_{\phi} = 0$ ). В этом случае решение уравнения (3) приводит к монотонному росту  $\theta$  по времени без колебаний, в то время как решение уравнения (2) указывает на колебательный характер установления  $M$ , даже в случае острых углов  $\beta$ , что физически связано с инерциальным характером члена со второй производной. Подобный же характер установления  $M$  отмечался и в работе [5]. Указанное хорошо видно на рис. 4б, где приводятся кривые  $\theta = f(t)$  для ряда углов, рассчитанные по уравнениям (2) и (3). Пунктирные кривые получены решением уравнения (3). В расчетах принималось, что мгновенно приложенное поле по величине равнялось  $1.5 H_k$ . Интересно отметить, что процесс переключения во всех случаях завершается за время порядка 2 нсек.

Полученные данные использовались для построения динамических петель гистерезиса. Действительно, если после достижения полем значения  $1.5 H_k$  уменьшить его до нуля и затем увеличить в обратном направлении до  $-1.5 H_k$ , можно построить динамические петли гистерезиса. В качестве примера на рис. 5 приводятся динамические продольные петли гистерезиса под углами  $83$  и  $45^\circ$  к легкой оси. Фронт переключающего поля  $18.75$  нсек. Для сравнения на том же рисунке приводятся статические петли (пунктирная линия).

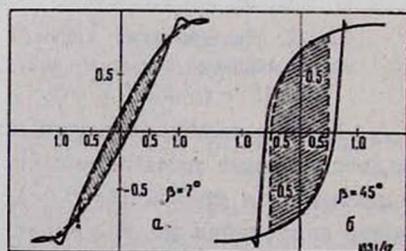
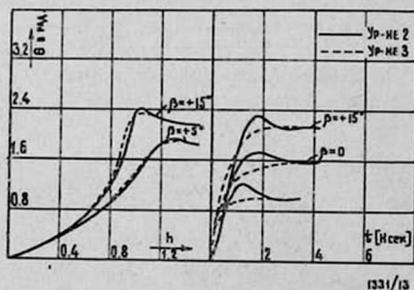


Рис. 4. а) Влияние учета второй производной на кривые намагничивания  $t_{\phi} = 18.75$  нсек. б) Кривые переключения при мгновенном нарастании поля с учетом и без учета второй производной.

Рис. 5. Динамические петли гистерезиса пленок при  $t_{\phi} = 18.75$  нсек. а)  $\beta = 7^\circ$ , б)  $\beta = 45^\circ$ . Динамические петли—сплошные линии. Для сравнения приводятся статические петли—штриховые линии.

Заметен рост потерь в динамическом режиме — динамические петли охватывают статические, растет  $H_c$ .

Нужно отметить одну особенность приведенных расчетов. При  $h < 1,5$   $h = \tau$ , уравнение (3) можно представить в виде

$$\frac{d\theta}{dh} = - \frac{\gamma H_k}{\alpha k} [\sin \theta \cos \theta - h \cos (\theta - \beta)]. \quad (4)$$

Зависимость  $\theta = f(h)$  можно получить из уравнения (4), в котором скорость роста поля в явном виде входит лишь в состав коэффициента, стоящего перед правой частью. В разобранных выше случаях уменьшение этого коэффициента за счет роста  $k$  (скорости нарастания поля) приводило к тем большим изменениям статических кривых намагничивания, чем больше было  $k$ . Из уравнения (4) видно, что подобные же изменения могут иметь место и при увеличении коэффициента затухания  $\alpha$  или уменьшении  $H_k$ . Таким образом, разница между статическими и динамическими характеристиками при динамическом режиме переключения в интервале 10—20 нсек будет тем существенней, чем больше коэффициент затухания  $\alpha$  и меньше  $H_k$ .

Приведенные результаты могут быть использованы при анализе быстрых процессов переключения пленок.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. J. Oquey, Proc. IRE, 48, 1165 (1960).
2. В. В. Кобелев, Петли гистерезиса одноосных ферромагнитных пленок. Изд. ИТМ и ВТ АН СССР, 1961 г.
3. D. O. Smith, J. Appl. Phys., 29, 264 (1958).
4. А. М. Родичев, Известия АН СССР, серия физическая, 25, 614 (1961).
5. P. R. Gillette, K. Oshima, J. Appl. Phys., 29, 1465 (1958).
6. Л. Коллатц, Численные методы решения дифференциальных уравнений, ИЛ., М., 1953.

#### ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՓՈԽԱՆՋԱՏՄԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿ ԿՈՐԵՐԸ, ՓՈԽԱՆՋԱՏՈՂ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱՃԸ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՒ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Ա. ԵԳԻՅԱՆ, Բ. Ա. ԿՈՍԱՆՄԻՅԱՆ

Կոհերենտ պտտման տեսության հիման վրա դիտված են բարակ ֆերրոմագնիսական թաղանթների մագնիսացման կորերը, փոխանշատող դաշտի գծային աճի դեպքում 18, 75—350 նանավայրկյանի միջակայքում:

Դաշտն ուղղված է 15 աստիճանի տակ ծանր առանցքի նկատմամբ:

Կորերը ստացված են լանդաու-Լիվշիցի հավասարման թվային լուծումից «Հրազդան—2» հաշվիչ մեքենայի վրա: Դինամիկ կորերը նկատելիորեն տարբերվում են ստատիկ կորերից, ընդ որում այդ տարբերությունն աճում է դաշտի աճի արագության մեծացման հետ: Ամենից նկատելի տարբերությունը կայանում է նրանում, որ փոխանշատման թռիչքները փոխարինվում են մագնիսացվածության վեկտորի արագ բայց սահուն պտույտով պաշտի ազդման անկյունից այն կողմը, և որ դաշտերն այդ դեպքում ստատիկից բավական մեծ են:

Բերված է թաղանթների հիստերեզիսի դինամիկ կորերը և, նրանց համեմատությունը ստատիկ կորերի հետ:

Դինամիկ կորերը բնորոշվում են ավելի մեծ կորուստներով և «H<sub>c</sub>»-ի աճով: Տվյալ դաշտի արագ աճի դեպքում ստատիկ և դինամիկ կորերի տարբերությունը մեծանում է նաև «H<sub>c</sub>»-ի փոքրացման ժամանակ:

## DYNAMIC FILM SWITCHING CURVES

K. A. EGUIAN and B. A. KOSTANDIAN

The magnetization curves of thin ferromagnetic films at the switching field linear growth within the interval of 18.75—350 nsec are considered on the basis of coherent rotation theory. The statistic and the dynamic characteristics are compared. The calculated dynamic hysteresis loops are given.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНОЧНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ С ДИЭЛЕКТРИКОМ ИЗ МОНООКСИДИ КРЕМНИЯ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

К. А. НАРИНЯН

Приводится краткий анализ работы пленочного конденсатора в области частот до 200 Мгц. С помощью куметра определяются добротность и сопротивление изоляции. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретически ожидаемыми.

### В в е д е н и е

В настоящее время ведутся исследования в области изготовления напыленных в вакууме пленочных конденсаторов. В качестве обкладок в таких конденсаторах используются тонкие (1—2 мк) слои различных металлов, а в качестве диэлектрика—монооксид кремния, титанат бария, серноокислый цинк и другие. В литературе имеются сведения, что эти диэлектрики обладают высоким пробивным напряжением и малым углом диэлектрических потерь. Так, например, конденсаторы, изготовленные на основе монооксида кремния, выдерживают до 200 в/мк при должной технологии изготовления. Сравнительно простая технология облегчает использование указанного диэлектрика в конденсаторах малой емкости, а также в качестве изоляции между монтажными шинами в микросхемах. Для емкости 1000 пф, изготовленной из монооксида кремния, площадь обкладки составит 0.23 см<sup>2</sup> при толщине изоляции в 1 мк. (Диэлектрическая проницаемость монооксида кремния в зависимости от примесей и технологических условий колеблется от 4.5 до 6).

В связи с тенденцией использования напыленных схем на высоких частотах (компоненты радиотехнических схем логические элементы и т. д.) порядка десятков и сотен мегагерц, возникла необходимость в исследовании параметров указанных конденсаторов на соответствующих частотах. Имеющиеся литературные данные, приведенные, например, в [1], охватывают область сравнительно низких частот, причем измерения емкости и угла потерь проводятся с помощью мостов переменного тока. В настоящей работе для этой цели используются куметры, позволяющие производить соответствующие измерения на частотах до 200 Мгц.

### Анализ работы тонкопленочного конденсатора

На рис. 1 приведена схема пленочного конденсатора и распределение токов и напряжений в нем. Если обозначить сопротивления

на единицу длины верхнего и нижнего проводящих слоев через  $r_1$  и  $r_2$ , емкость на единицу длины через  $C_0$ , активную проводимость пленки на единицу длины через  $g_0$ , длину слоев через  $l$  и если считать, что  $g_0 \ll \omega C_0$ , то для анализа можно использовать метод, приведенный в [2]. В указанной работе из дифференциальных уравнений системы выведены аналитические выражения комплексов действующих значений тока в нижнем проводящем слое и напряжения между проводящими слоями, которые зависят от  $l$ .

$$j = \frac{T_0}{r_1 + r_2} \left\{ r_2 \frac{\text{sh } \gamma x}{\text{sh } \gamma l} + r_1 \left[ 1 - \frac{\text{sh } \gamma (l-x)}{\text{sh } \gamma l} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\dot{U} = \frac{I_0}{\gamma \text{sh } \gamma l} [r_2 \text{ch } \gamma x + r_1 \text{ch } \gamma (l-x)], \quad (2)$$

причем считается, что напряжение изменяется синусоидально с круговой частотой  $\omega$ , а

$$\gamma = \sqrt{\left( \frac{r_1 + r_2}{2} \right) j \omega C_0}.$$

Поэтому комплекс полного сопротивления элемента будет равняться

$$Z = \frac{\dot{U}}{I} = \left[ \frac{(r_1^2 + r_2^2) (\text{ch } p \cos p + j \text{sh } p \sin p) + 2r_1 r_2}{(r_1 + r_2) (1 + j) p (\text{sh } p \cos p + j \text{ch } p \sin p)} + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \right] \cdot l, \quad (3)$$

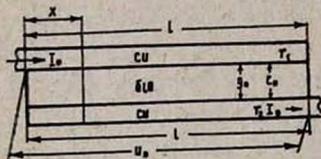


Рис. 1. Схема пленочного конденсатора: Си—медные обкладки, SiO—изоляция из монооксида,  $I_0$ —ток на входе и выходе схемы.

где

$$p = \sqrt{\frac{\omega C_0 (r_1 + r_2)}{2}} \cdot l. \quad (4)$$

Разделив мнимую и действительную части выражения (3), получим

$$R_s = \left[ \frac{(r_1^2 + r_2^2) [\text{sh } p \text{ch } p - \sin p \cos p + 2r_1 r_2 (\text{sh } p \cos p - \text{ch } p \sin p)]}{2(r_1 + r_2) p (\text{sh}^2 p \cos^2 p + \text{ch}^2 p \sin^2 p)} + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \right] \cdot l, \quad (5)$$

$$C_s = \left[ \frac{(r_1 + r_2)^2 (\text{sh}^2 p \cos^2 p + \text{ch}^2 p \sin^2 p)}{(r_1^2 + r_2^2) (\text{ch } p \text{sh } p + \sin p \cos p) + 2r_1 r_2 (\text{ch } p \cos p + \text{ch } p \sin p)} \right] \times \frac{C_0}{p} \cdot l, \quad (6)$$

где  $R_s$  и  $C_s$ —элементы эквивалентной схемы последовательного замещения конденсатора, приведенной на рис. 2а.

Далее, из анализа (5) и (6) вытекает, что при  $p \leq 0,2$ , можно считать, что

$$R_3 = \frac{r_1 + r_2}{3} l = \frac{R_1 + R_2}{3}, \quad (7)$$

$$C_3 = C_0 l, \quad (8)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — сопротивления верхней и нижней обкладок конденсатора соответственно.

Установим значения  $p$  для некоторых величин емкостей на частоте 200 МГц. Очевидно, уравнение (4) можно переписать так:

$$p = \sqrt{\frac{\omega C_3 (R_1 + R_2)}{2}}. \quad (9)$$

Для того чтобы сопротивление обкладок конденсатора практически не зависело бы от частоты в определенных пределах, необходимо, чтобы глубина проникновения тока в толщу проводника превышала бы его толщину. Используя выражение для глубины проникновения из [3]

$$S = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \mu_0 \sigma}},$$

определяем, что для меди глубина проникновения равна 6,5 мк на частоте 100 МГц и 3,25 мк на частоте 200 МГц, причем

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м},$$

$$\sigma = 5.8 \cdot 10^5 \text{ 1/ом} \cdot \text{см},$$

$$\mu \approx 1.$$

Из технологических соображений обычно толщина обкладок берется равной (1—2) мк. Поэтому активное сопротивление обкладок конденсатора вплоть до нескольких сот мегагерц будет неизменно и равно сопротивлению постоянному току. Конденсатор емкостью 100 пф при толщине диэлектрика 4 мк будет иметь площадь пластин около 0.1 см<sup>2</sup>. Если принять, что длина обкладки  $l = 5$  мм, ширина  $b = 2$  мм и толщина 1 мк, то сопротивление каждой обкладки постоянному току составит  $R_1 = R_2 = 0.045$  ом и при 200 МГц  $p = 0.05$ . Для емкости 1000 пф  $p = 0.16$ , если одинаково увеличить  $l$  и  $b$ . Таким образом, до частоты 200 МГц эквивалентные активные сопротивления обкладок и емкость можно определять по уравнениям (7) и (8).

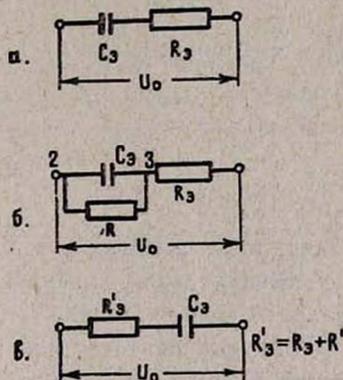


Рис. 2. Эквивалентные схемы замещения пленочного конденсатора: а) с учетом только сопротивления обкладок, б) с учетом сопротивления обкладок и шунтирующего действия сопротивления изоляции, в) полная последовательная схема замещения.

Рассмотрим вопрос об угле потерь конденсатора с учетом сопротивления изоляции диэлектрика  $R$ . В этом случае эквивалентная схема рис. 2а примет вид, изображенный на рис. 2б. Заменим часть схемы в точках 2 и 3 последовательной схемой замещения. Очевидно, комплексное сопротивление параллельной схемы, составленной из  $C_3$  и  $R$ , запишется в виде [4]

$$Z = R + jx = \frac{R}{1 + \omega^2 R^2 C^2} - j \frac{\omega R^2 C}{1 + \omega^2 R^2 C^2}.$$

В то же время комплексное сопротивление последовательной схемы замещения имеет вид

$$Z' = R' - j \frac{1}{\omega C_3}.$$

Так как  $Z' = Z$ , то

$$R' = \frac{R}{1 + \omega^2 R^2 C^2}.$$

При условии  $\omega RC \gg 1$

$$\left. \begin{aligned} R' &\cong \frac{1}{\omega^2 C^2 R} \\ C_3 &\cong C_3 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь надо заметить, что выражения (10) на частотах выше 100  $M\mu$  не точны, ввиду значительного уменьшения  $R$ , как это установлено далее в экспериментах.

Можно считать, что последовательно с  $R_3$  включено сопротивление  $R'$  (рис. 2в). Угол потерь для схемы 2в определится из уравнения

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{R_3 + R'}{\frac{1}{\omega C_3}} = \omega C_3 R_3 + \frac{1}{\omega C_3 R}. \quad (11)$$

Как видно, угол потерь выражается двумя составляющими. Из них первая —  $\omega C_3 R_3$  — определяется активным сопротивлением обкладок конденсатора токам высокой частоты; вторая —  $\frac{1}{\omega C_3 R}$  — сопротивлением изоляции диэлектрика.

Как было установлено, эквивалентное сопротивление обкладок не зависит от частоты, что касается сопротивления изоляции, то оно, очевидно, будет зависеть от частоты. Поэтому возможно, что член  $\frac{1}{\omega C_3 R}$  не только будет уменьшаться, но и расти с повышением частоты. Если принять  $R = \text{const}$ , то из выражения (11) следует, что угол потерь до некоторой критической частоты определяется, в ос-

новном, удельным сопротивлением диэлектрика, а после этой частоты сопротивлением обкладок. При критической частоте угол потерь будет минимальным. Критическая частота определяется путем дифференцирования выражения (11) по  $C$  с последующим приравнением производной к нулю. При  $R = \text{const}$  и  $R_3 = \text{const}$

$$\omega_R = \frac{1}{C_3 \sqrt{R_3 R}} \quad (12)$$

### Экспериментальные результаты

Конденсаторы были изготовлены на стеклянных подложках, в качестве которых использовались покровные стекла микроскопа размерами  $18 \times 18$  мм и толщиной 0,2 мм.

В вакуумной камере с соблюдением соответствующего технологического режима на стекло последовательно напылялись компоненты: медь—моноксид кремния—медь.

Верхняя обкладка для предохранения от окисления покрывается тонким слоем серебра 0,1 мк. Для исследования были выбраны 3 образца, данные которых приведены в таблице 1. Длина и ширина каждой обкладки подобраны так, что сопротивления обкладок всех конденсаторов одинаковы и составляют 0,012 ом.

Таблица 1

№№	$C$ , пф	Толщ. изоляции, мк	$R$ , $M\Omega$	$R_3$ , ом	Площадь обкладок $см^2$	Длина обкл. $l$ , мм	Ширина обкл. $b$ , мм	Толщина обклад., мк
1.	225	4	~ 7,5	0,08	0,225	5,4	4,2	2
2.	100	4	~ 17,0	0,08	0,100	3,6	2,8	2
3.	67	4	~ 22,0	0,08	0,067	3,0	2,25	2

Для приведенных образцов были вычислены критические частоты и соответствующие добротности (табл. 2).

$$Q_{кр} = \frac{1}{\text{tg } \delta_{кр}}$$

причем предполагалось, что  $R = \text{const}$ . Данные в таблице значения  $R$  измерены на постоянном токе. Значения  $C$  вычислены.

Частотные характеристики образцов были экспериментально исследованы в диапазоне частот 50 кГц—200 МГц. Для этой цели использовались куметры КВ-1 и Tesla ВМ-409. К выводам конденсаторов низкотемпературным припоем были подпаяны короткие проводнички длиной 5—6 мм, с помощью которых конденсаторы подсоединялись к измерительным клеммам куметра. На рис. 3 приведены кривые зависимости добротности конденсаторов от частоты. (Для сведения к ми-

нимому погрешностей измерений каждая точка нанесена на график после пятикратных измерений и усреднения данных).

Таблица 2

№№	C, пф	$f_{кр}$ , МГц	$Q_{кр}$
1	225	0,9	1800
2	100	1,35	2500
3	67	1,7	3300

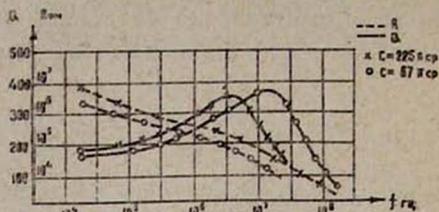


Рис. 3. Кривые зависимости сопротивления изоляции и добротности конденсаторов от частоты.

Как видно из кривых, с увеличением емкости критическая частота смещается влево, как и следовало ожидать. Однако расхождения между расчетными и экспериментальными данными слишком велики. Так, если  $f_{кр}$  для образца № 1 равна 0,9 МГц, а добротность на этой же частоте 1800, то из экспериментов критическая частота оказалась равной 20 МГц, а добротность на частоте 0,9 МГц всего 200. Это указывает на то, что сопротивление изоляции на высоких частотах уменьшается. Считая, что сопротивление обкладок постоянно, используя (11), можно из экспериментальных результатов вычислить сопротивление изоляции конденсаторов для различных частот. Соответствующие кривые так же приведены на рис. 3. Сопротивление изоляции изменяется от нескольких мегаом на низких частотах до нескольких килоом на высоких. Однако добротность конденсаторов остается все же достаточно высокой для практического применения.

В заключение рассмотрим, какие погрешности можно ожидать при измерениях. Измерения производились методом параллельного замещения. Добротность и емкость образца вычисляются по известным формулам

$$Q = \frac{(C_1 - C_2) Q_1 Q_2}{C(Q_1 - Q_2)}, \quad (13)$$

$$C = C_1 - C_2, \quad (14)$$

где  $C$  и  $Q$  — искомые емкость и добротность,

$C_1$  и  $Q_2$  — показания куметра без образца,

$C_2$  и  $Q_1$  — показания куметра с подключенным образцом.

Очевидно, относительная погрешность в измерении добротности, согласно (13), будет равна

$$\frac{\delta Q}{Q} = \sqrt{\left(3 \frac{\delta C_1}{C_1}\right)^2 + \left(4 \frac{\delta Q_1}{Q_1}\right)^2}$$

и для емкости, согласно (14),

$$\frac{\delta C}{C} = \sqrt{\left(2 \frac{\delta C_1}{C_1}\right)^2},$$

где  $\frac{\delta Q_1}{Q_1} = 0,05$  — относительная погрешность измерения добротности на куметре, согласно паспортным данным обеих куметров,

$\frac{\delta C_1}{C_1} = 0,01$  — относительная погрешность установки емкости измерительного конденсатора. Произведя соответствующие подстановки, получим

$$\frac{\delta Q}{Q} \cong 20\%, \quad \frac{\delta C}{C} \cong 2\%.$$

Поэтому при замерах добротности лучше усреднять результаты многих измерений.

Очевидно, приведенный способ измерения высокочастотных параметров конденсаторов может успешно применяться для технологической обработки изделий, а также для различных качественных исследований.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. S. Maddocs and R. E. Thun, J. Electrochemical Society, 109, 99 (1962).
2. О. М. Кресин, А. Л. Каринский, Математический анализ тонкопленочного контакта. Сборник Вопросы радиоэлектроники, серия III, вып. 5, 1964.
3. А. В. Нетушил, К. М. Поливанов, Основы электротехники, ч. III, Госэнергоиздат, 1956.
4. А. В. Зевеке, П. А. Ионкин, Основы теории цепей. Издательство „Энергия“, 1965.

ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ ՄՈՆՈՔՍԻԴԻՑ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՈՎ ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Ա. ՆԱՐԻՑԱՆ

Հողածուծ շարադրված է թաղանթային կոնդենսատորի աշխատանքի համառոտ տեսական վերլուծությունը բարձր հաճախականությունների տակ՝ մինչև 200 մգհ, 60÷1000 պՖ ունակություն ունեցող կոնդենսատորները պատրաստվել են վակուումային փոշոտնցման մեթոդով և ունեն հետևյալ բաղադրիչները:

1. Ապակե թիթեղ 18×18×0,2 մմ չափերի:
2. Պղնձի ենթաշերտ 2 մկ հաստությամբ:
3. Կրեմնիումի մոնոքսիդի (SiO) մեկուսիչ՝ 1÷4 մկ հաստությամբ:
4. Պղնձի շերտ 2 մկ հաստությամբ, որը պատված է արծաթի բարակ շերտով (մի քանի հազար Å հաստությամբ):

Տեխնոլոգիային վերաբերող հատուկ հարցեր աշխատանքում քննության չեն առնվել: Կոնդենսատորի պարամետրերը չափելու համար արվում է համառոտ մեթոդիկա: Բերված են էքսպերիմենտալ կորեր հետևյալ առնչությունների համար

$$Q = \varphi(f) \quad \text{և} \quad R = \psi(f),$$

որտեղ Q-ն՝ կոնդենսատորի բարորակությունն է R-ը՝ մեկուսիչի դիմադրությունն է, f-ը՝ լավիման հաճախականությունն է:

Կորեբրի ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ նույնիսկ 200 մզհ. հաճախականության համար կոնդենսատորի բարորակությունը գերազանցում է 100-ը:

Շարադրված էքսպերիմենտալ մեթոդիկան կարող է կիրառվել ինչպես կոնդենսատորների տեխնոլոգիական վերամշակման, այնպես էլ կրեմնիումի մոնոքսիդի որակական հետազոտությունների նպատակով:

## INVESTIGATION OF THE PARAMETERS OF THE FILM CAPACITORS WITH SILICON MONOXIDE DIELECTRIC AT HIGH FREQUENCIES

K. A. NARINIAN

A short analysis of the work of the film capacitor in the frequency region up to 200 MHz is given. The Q-factor and the resistance of the insulation are determined with the help of a Q-meter. The experimental results are compared with the theoretical expectation.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В. И. АВУНДЖЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Исследовано рассеяние рентгеновских лучей на кристалле кварца, подвергнутом пьезоэлектрическим колебаниям вдоль оси  $Y$ . Влияние колебаний выражается в том, что заполняется промежуток лауэ-дублетами, полученными от сравнительно толстых кристаллов, и растет общая интенсивность дифракционных максимумов. Рост интенсивности увеличивается с увеличением переменного напряжения, поданного на кристалл. Наибольшее влияние на рассеяние наблюдается в середине кристалла, где имеется пучность механического напряжения, и наименьшее влияние — в крае кристалла, где имеется узел механического напряжения.

В работах [1]—[4] была теоретически исследована зависимость интенсивности лауэ-пятен первичного пучка и диффузных максимумов от пьезоэлектрических колебаний облучаемого образца.

В работе [5] был предложен метод определения направления пьезоэлектрических колебаний с помощью рентгеновской дифракционной картины.

В данной работе экспериментально исследовано влияние в различных точках кристалла пьезоэлектрических колебаний вдоль оси  $Y$  на интенсивность лауэ-рефлексов в зависимости от величин переменного электрического напряжения, поданного на кристалл.

Согласно нашим теоретическим представлениям [1] как продольные (вдоль оси  $X$ ), так и поперечные (вдоль оси  $Y$ ) пьезоэлектрические колебания должны влиять на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей. Однако в экспериментальных работах [6]—[8] влияние колебаний вдоль оси  $Y$  образца на интенсивность лауэ-пятен не обнаружено. Этот отрицательный результат нам казался ошибочным и, вероятно, обусловлен недостаточной точностью эксперимента.

Поэтому авторы настоящей работы решили экспериментально исследовать влияние пьезоэлектрических колебаний вдоль оси  $Y$  на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей в двустороннем случае [9].

### Методика эксперимента

Была исследована зависимость интенсивности дифракционных максимумов от пьезоэлектрических колебаний вдоль оси  $Y$ . Исследованные два образца кварца имели вид прямоугольного параллелепипеда. Один из них имел размеры  $3 \times 35 \times 3$  мм, а другой  $3 \times 27 \times 3$  мм в направлениях  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  соответственно.

Первичный пучок рентгеновских лучей падал по направлению оптической оси (ось  $Z$ ), а колебания были возбуждены в направлении механической оси (ось  $Y$ ). Указанные кристаллы в направлении оси  $Y$  имели собственные частоты 80 и 100 кГц соответственно.

Была измерена интенсивность отражения в состояниях покоя и колебания образцов. Измерения проведены двумя методами — фотографическим и ионизационным.

Фотографическим методом эксперимент произведен следующим образом. На установке УРС-60 были получены лауэграммы. С целью поддержания одинаковых условий проявки снимки от покоящегося и колеблющегося образцов были сделаны на одной и той же пленке. Лауэ-пятна были фотометрированы на микрофотометре МФ-4. С помощью этих лауэграмм было исследовано влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность волн, отраженных от различных семейств плоскостей при различных напряжениях. Таким образом, лауэграммы дали возможность исследовать зависимость влияния пьезоэлектрических колебаний на интенсивность отражения от угла между отражающими плоскостями и направлением колебаний.

Ионизационным методом исследования проводились на дифрактометре УРС-50И. Измерялась интенсивность отражения излучения  $M_0K_\alpha$  от плоскостей  $(10\bar{1}0)$ . Интенсивность регистрировалась на диа-

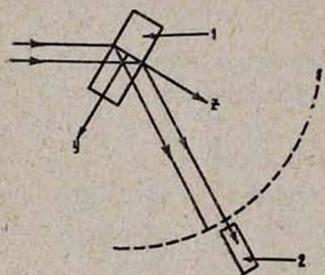


Рис. 1. Схема исследования структуры рефлекса. Кристалл кварца (1), счетчик Гейгера (2).

исследована зависимость изменения интенсивности от величины электрического напряжения. Величина этого напряжения изменялась от 5 до 30 вольт через 5.

граммной ленте потенциометра ЭПП-09. Сначала кристалл устанавливался неподвижно в максимально отражающем положении, а счетчик с помощью вспомогательного моторчика равномерно вращался вокруг оси кристалла (рис. 1). Это было сделано с целью исследования структуры рефлекса до и во время колебаний.

С помощью двух указанных методов было исследовано изменение интенсивности отражения из-за пьезоэлектрических колебаний от точки к точке по длине образца. Кроме того, в каждой из этих точек была

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведена пара лауэграмм, полученных от одной точки кристалла до колебаний (рис. 2а) и во время колебаний (рис. 2б).

На рис. 3 показана микрофотограмма интенсивности точки (1), указанной стрелкой (напряжение 0, 5, 10, 15, 20, 25 и 30 вольт).

Из рисунков 2а и 2б видно, что пьезоэлектрические колебания образца на разные ( $h$ ,  $k$ ,  $l$ ) рефлексы влияют по-разному. Максимальное усиление отражения получается от тех семейств плоскостей, которые перпендикулярны к направлению колебаний. Колебания на интенсивность отражения от плоскостей, расположенных параллельно направлению колебаний, не влияют. Этим обстоятельством можно воспользоваться для определения направления пьезоэлектрических колебаний как в кварце, так и в других пьезокристаллах и вообще в кристаллах, подвергнутых пьезоэлектрическим колебаниям [5].

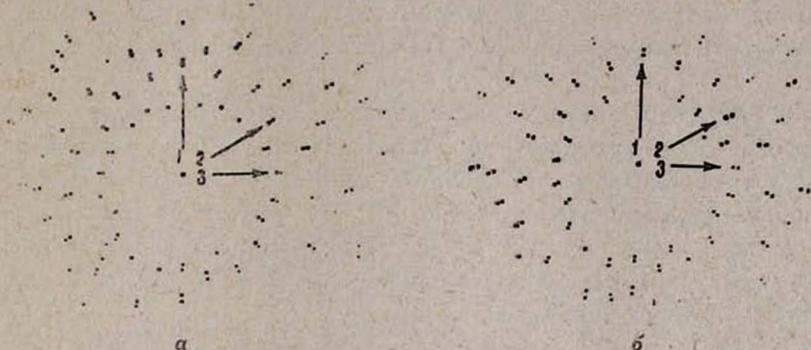


Рис. 2. Лауэграммы не колеблющегося (а) и колеблющегося кварца (б).

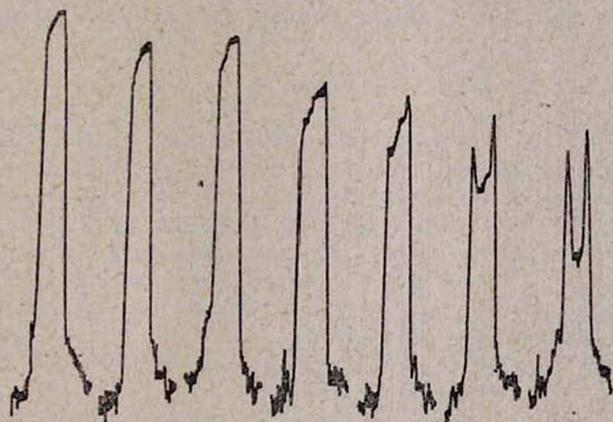


Рис. 3. Микрофотограммы дифракционного максимума (указан на рис. 2 стрелкой 1) при напряжениях 0, 5, 10, 15, 20, 25 и 30 вольт.

Как видно из этих же рисунков, влияние пьезоэлектрических колебаний сводится как к общему увеличению интенсивности, так и к заполнению промежутка между двумя компонентами отдельных лауэ-пятен (лауэ-дублетов). Как известно [1], при сравнительно толстых совершенных образцах лауэ-пятна расщепляются на две компоненты (лауэ-дублеты): поверхностные слои, совершенство которых нарушена вследствие полировки или шлифовки, рассеивают сильнее, а внутрен-

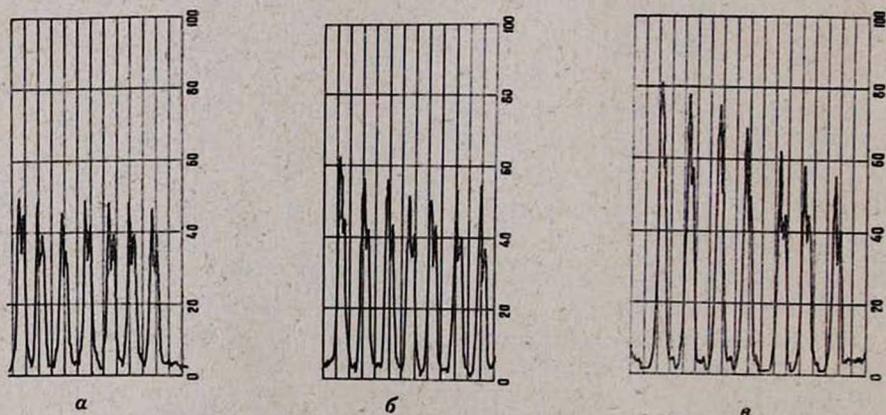
ние, более совершенные части рассеивают слабее. Однако при пьезоэлектрических колебаниях совершенство внутренних частей нарушается, что приводит к увеличению отражательной способности этих участков и интенсивность средних частей лауэ-пятен растет быстрее, чем интенсивность компонент дублетов.

Далее исследуя влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей в различных направлениях, можно составить топографическую картину зависимости упругих констант от кристаллографических направлений.

Фотографическим методом исследовалось также изменение интенсивности отражения от точки к точке образца и зависимость этого изменения от колеблющегося напряжения. Однако здесь мы изложим результаты исследования, проведенного только ионизационным методом.

На рисунке 4 показаны рентгеновские диаграммы интенсивностей отражения от трех точек (по длине) кристалла. На каждой из них показана интенсивность отражения в данной точке при различных напряжениях. Номера рисунков (4а, 4б, 4в) растут от края кристалла до середины вдоль оси  $Y$ . Такие диаграммы-записи составлены для десяти точек, из которых здесь приведены только три. Эти диаграммы-записи наглядно показывают, что:

1. С увеличением напряжения интенсивность лауэ-пятен растет.
2. В средней точке кристалла влияние пьезоэлектрических колебаний максимально, а в крайних точках (на концах параллелепипеда) минимально.



Ри . 4. Влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность дифракционных максимумов от края кристалла (а), от промежуточной точки между краем и серединой (б) и от середины кристалла (в) при колеблющихся напряжениях 0, 5, 10, 15, 20, 25 и 30 вольт.

Увеличение интенсивности отражения с увеличением напряжения, очевидно, объясняется тем, что с увеличением этого напряжения увеличивается амплитуда колебаний рассеивателей и, таким образом, увеличивается несовершенство облучаемого кристалла.

Сравнительно сильное влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность отражения рентгеновских лучей в средней точке образца объясняется следующим образом. Как известно, при колебаниях на первой гармонике в середине кристалла образуется узел смещений и пучность механического напряжения (рис. 5). Следовательно, несмотря на то, что амплитуды колебаний точек в окрестности средней точки кристалла малы, градиент этих амплитуд велик (деформация большая), однако амплитуды крайних точек велики, а градиент невелик.

Поэтому деформация кристалла во время пьезоэлектрических колебаний от центра к концам кристалла уменьшается и аналогично в этом же направлении уменьшается влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность отражения рентгеновских лучей.

Ереванский государственный  
университет

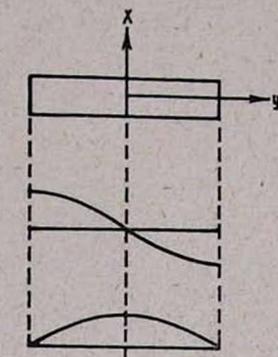


Рис. 5. Распределение амплитуды колебания и механического напряжения вдоль оси  $Y$  кварца при колебании на первой гармонике.

Поступила 14 июня 1966

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. А. Безирианян, В. И. Авунджян, Кристаллография, в печати.
2. П. А. Безирианян, В. И. Авунджян, Известия АН АрмССР, Физика, 1, 147 (1966).
3. П. А. Безирианян, В. И. Авунджян, Кристаллография, в печати.
4. П. А. Безирианян, В. И. Авунджян, Известия АН АрмССР, Физика, 1, 227 (1966).
5. В. И. Авунджян, П. А. Безирианян, ДАН АрмССР, 42, 284 (1966).
6. К. С. Баррет, К. Е. Хой, Phys. Rev., 39, 889 (1932).
7. С. Нишикава, И. Сакисака, И. Сумото, Phys. Rev., 43, 363 (1933).
8. М. И. Кольби, С. Гарис, Phys. Rev., 43, 562 (1933).
9. А. И. Китайгородский, Рентгеноструктурный анализ. ГИТЛ, М., 1950.

ՌԵՏԳՆԵՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՅՐՄԱՆ ՎՐԱ ՊՅԵԶՈՒԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ  
ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԳԵՅՈՒԹՅԱՆ ՓՈՐՁԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆԶՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԻԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է  $X$ -կտրված կվարցյա բյուրեղի տարբեր կետերից ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը՝ նրա  $Y$  առանցքի ուղղությամբ պլեզոէլեկտրական տատանումների ժամանակ:

Տատանումների ազդեցությունը արտահայտվում է նրանում, որ համեմատաբար հաստ բյուրեղներից ստացված լաուեի դուրբտոների միջակայքը լցվում է, և դիֆրակցիոն մաքսիմումների ընդհանուր ինտենսիվությունն աճում է:

Ինտենսիվության աճը մեծանում է տատանող լարման մեծացման հետ: Տատանումների ազդեցությունը ամենամեծն է բյուրեղի կենտրոնից ջրված ճառագայթների վրա, որտեղ զրոյություն ունի մեխանիկական լարման ուտուցը, և փոքրագույնն է եզրում, որտեղ զրոյություն ունի մեխանիկական լարման հանգույց:

## EXPERIMENTAL STUDY OF THE EFFECT OF PIEZOELECTRIC OSCILLATIONS ON THE INTENSITY OF X-RAY SCATTERING

V. I. HAVUNDJIAN and P. A. BEZIRGANIAN

The scattering of X-ray on a quartz crystal subjected to piezoelectric oscillations along Y axis. The effect of the oscillations is expressed in the filling of the space between the Laue-doublets obtained from comparatively thick crystals and in the increase of the total intensity of the diffraction maxima. The higher alternative voltage is supplied to the crystal, the greater the growth of intensity will be. The greatest effect on the scattering is observed on the middle of the crystal where there is a loop of mechanical stress, and the least effect is at the edge of crystal where there is a knot of mechanical stress.

## ВЛИЯНИЕ ЦЕНТРОВ ПРИЛИПАНИЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ $p$ - $n$ -ДИОДОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, А. У. РАХИМОВ

Исследовано влияние уровней прилипания на вольт-амперную характеристику полупроводникового диода с омическим тыловым контактом. Получены формулы для различных участков и полного хода вольт-амперной характеристики. Анализируются характеристики и дифференциальные сопротивления переходных областей, соответствующим разным значениям параметров диода и ловушек. Приводятся графические изображения этих характеристик.

В отличие от [1] отмечается отсутствие участка отрицательного сопротивления на вольт-амперной характеристике.

Указывается причина различия результатов.

В работе [1] исследуется влияние уровней прилипания на вольт-амперную характеристику (ВАХ)  $R-p-n-n^+-R$ -структуры. Автор этой работы утверждает, что с ростом степени заполнения ловушек носителями (при постоянном времени жизни) на ВАХ появляется отрицательный участок. Однако в своих исследованиях Ламперт [2, 3] показал, что для достаточно длинных диодов влияние уровней прилипания приводит к почти вертикальному участку вольт-амперной характеристики (закон предельного заполнения ловушек). В работе [4] было исследовано влияние центров прилипания на диффузию носителей в диодах с двойной инжекцией и показано, что при этом не имеет места падающая характеристика.

В настоящей работе мы исследуем влияние уровней прилипания для дырок на ВАХ  $p$ - $n$ -диода с омическим тыловым контактом.

### 1. Постановка задачи.

#### Дифференциальное уравнение и его решение

Произведем расчет для известной модели диода с омическим тыловым контактом [5], база которого содержит кроме мелких уровней еще один уровень прилипания для дырок. Причем время жизни дырок считаем постоянным, а условие квазинейтральности имеет вид

$$n = p + N_g + \frac{p}{p + p_0} N_0. \quad (1)$$

Рассмотрим две области в базе, для которых (1) примет вид

$$I \quad p < p_0, \quad n = \theta p + N_g, \quad (2)$$

$$II \quad p > p_0, \quad n = p + \delta N_g, \quad (3)$$

где

$$p_0 = \frac{\alpha}{\beta}; \quad \theta = \frac{N_0}{p_0} + 1; \quad \delta = \frac{N_0}{N_g} + 1.$$

Считаем, что

$$N_0 > N_g. \quad (4)$$

Так как время жизни дырок для обеих областей одинаково, то дифференциальное уравнение имеет следующий вид [4] (когда диффузия носителей преобладает над их дрейфом):

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n^0}{L^2} = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения (4) имеет вид

$$p(x) = p_n^0 + Ae^{-\frac{x}{L}} + Be^{\frac{x}{L}}. \quad (6)$$

Постоянные  $A$  и  $B$  определяются граничными условиями

$$x=0, \quad p(0) = p_n^0 e^{\frac{qV_{pn}}{kT}}, \quad x=d, \quad p(d) = p_n^0. \quad (7)$$

Границу раздела между областями определим из условия

$$p(x_0) = p_0, \quad (8)$$

что дает следующее выражение для  $x_0$ :

$$x_0 = d - L \operatorname{Ar} \operatorname{sh} \frac{j_0}{j}, \quad (9)$$

где

$$j_0 = j_{\text{гр}} \operatorname{sh} \frac{d}{L}; \quad j_{\text{гр}} = qD_p \beta_1 \operatorname{cth} \frac{d}{L} \frac{p_0}{L}.$$

При  $j < j_{\text{гр}}$  ( $x_0 \leq 0$ ) вся база занята первой областью и при этом ловушки почти пусты для дырок (нейтральны).

С ростом уровня инжекции ( $j > j_{\text{гр}}$ ) в базу вступает вторая область  $x_0 > 0$  — ловушки начинают захватывать дырки. При  $x_0 \approx \frac{d}{2}$  почти половина ловушек заполнена дырками ( $E_F^p = E_n$ ). С дальнейшим ростом тока  $x_0$  приближается к  $d$  (но не равняется) и базу преимущественно заполняет область, где ловушки забиты дырками.

## 2. Расчет вольт-амперной характеристики

Из условия (7) следует, что в этом случае всегда  $\frac{dp}{dx} < 0$  и  $B < 0$ ,

т. е. нет минимума концентраций в базе диода и дискриминант  $\Delta_i = b_i^2 - 4AB$  положительный (где  $i = 1, 2$ ;  $b_1 = p_n^0 + \frac{b}{b\theta + 1} N_g$ ;

$b_2 = p_n^0 + \frac{b}{b+1} \delta N_g$ ). Поэтому в общем виде зависимость тока от напряжения при высоких уровнях инжекции имеет вид

$$V \sim \alpha(j) \ln \beta(j). \quad (10)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

А. Вольт-амперные характеристики, соответствующие первой и второй областям в отдельности.

Предполагая, что в базе имеет место только первая область ( $x_0 < 0$ ,  $j < j_{gp}$ ) и когда

$$j < j_1, \left( p(0) < b_1 \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right), \quad (11)$$

для ВАХ получим

$$V = \frac{c_1^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_1^0}} + j R_{\pi 1}, \quad (12)$$

а при

$$j_1 < j < j_{gp} \quad (13)$$

имеем

$$V = \frac{c_1 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_1}}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= c_1^0 + c_1'; & j_{c_1} &= j_{c_1^0} \cdot j \frac{c_1'}{c_1}; & j_{c_1^0} &= j_s \cdot j_{s_2} \frac{1}{c_1^0} \frac{b\theta - 1}{(b\theta + 1)c_1^0}; \\ c_1^0 &= \frac{2b\theta}{b\theta + 1}; & c_1' &= \frac{\beta_1 \operatorname{ch} d/L}{b\theta + 1}; & \beta_1 &= \frac{2\theta p(0) + N_g}{\theta p(0) + N_g}; \\ j_s &= q D_p \beta_1 \operatorname{cth} \frac{d}{L} \frac{p_n^0}{L}; & j_{s_1} &= j_1 / 2 \operatorname{th} \frac{d}{2L}; & j_{s_2} &= j_1 / \operatorname{sh} \frac{d}{L}; \\ j_1 &= q D_p \beta_1 \operatorname{ch} \frac{d}{L} \frac{b_1}{L}; & R_{\pi 1} &= \rho_1 d; & \rho_1 &= 1 / q \mu_p (b\theta + 1) b_1. \end{aligned}$$

Аналогично для второй области при

$$j \leq j_2 \left( p(0) \leq b_2 \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right), \quad (15)$$

где  $j_2 = q D_p \beta_2 \operatorname{ch} \frac{d}{L} \frac{b_2}{L}$ ,  $\beta_2 = \frac{2p(0) + \delta N_g}{p(0) + \delta N_g}$ , получим характеристики типа (12) и (14).

Однако в них нужно положить  $\theta = 1$  и  $N_g$  заменить на  $\delta N_g$ . Заметим, что выражение (14), также как аналогичная формула для второй области, при  $N_0 = 0$  переходит в соответствующую формулу работы [5].

Б. Вольт-амперная характеристика, соответствующая переходной области.

Если  $0 < x_0 < d$ , то в базе находятся первая и вторая области (рис. 1) и при этом имеет место характеристика переходной области. Причем здесь возможно рассмотрение нескольких случаев в зависимости от параметров диода и ловушек.

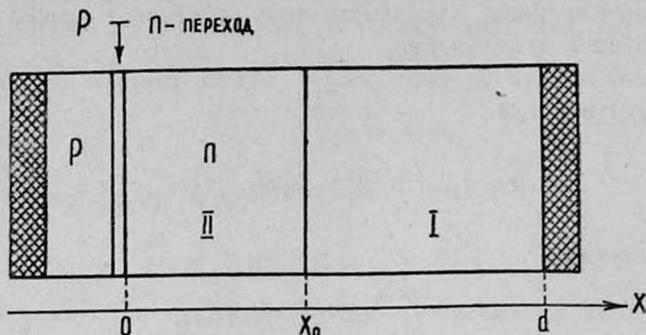


Рис. 1. Модель диода для расчета ВАХ переходной области.

1. Если параметры диода и ловушек таковы, что имеет место условие

$$j_{гр} < j_1, \left( \frac{N_0}{N_g} < \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right), \quad (16)$$

то в базе появляется вторая область ( $x_0$ ), хотя еще не выполняется условие (13), т. е. переходная область начинается до наступления характеристики типа (14) для первой области. Тогда ВАХ, соответствующая переходной области, и выражение дифференциального сопротивления имеют вид (при  $j_{гр} < j < j_0$ ):

$$V = \frac{c_2^0 kT}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2^0}} \tau_0 + j R_1(j), \quad (17)$$

$$\frac{dV}{dj} = \frac{kT}{q} \frac{c_2^0}{j} + R_{T1}(1 - \tau), \quad (18)$$

где

$$c_2^0 = \frac{2b}{b+1}; \quad j_{c_2^0} = j_s \frac{1}{c_2^0} \cdot j_{s_2}'; \quad \tau_0 = \left( \frac{b_0}{b_1} \right)^{\frac{b\theta-1}{(b\theta+1)c_2^0}} \cdot \left( \frac{b_2}{b_0} \beta_0 \right)^{\frac{b-1}{(b+1)c_2^0}};$$

$$j_{s_2}' = j_2 / \operatorname{sh} \frac{d}{L}; \quad R_1(j) = \rho_1 (d - \beta_0' x_0) = \rho_1 \left[ (1 - \beta_0') d + \beta_0' L A r \operatorname{sh} \frac{j_0}{j} \right];$$

$$\tau = \beta_0 \left( \frac{L}{d} \frac{j_0}{j^2 + j_0^2} + \frac{x_0}{d} \right); \quad \beta_0 = (p(0) + \frac{b\theta N_g}{b+1}) / p(0);$$

$$\beta_0' = 1 - \rho_2 / \rho_1 \approx 1 - 1/\delta; \quad b_0 = p(x_0) + \frac{bN_g}{b\theta+1}; \quad b_0' = p(x_0) + \frac{b\theta}{b+1} N_g;$$

(Здесь и в дальнейшем при определении  $dV/dj$  считаем, что  $d\tau_0 dj = 0$ , так как в переходной области ( $p(0) > p_0$ )  $\beta_0 \approx 1$ ).

Из (17) при  $x_0 \approx 0$  получается ВАХ первой области типа (12), когда  $x_0 \rightarrow d$ , ( $j_0 < j < j_2$ ) имеем

$$V = V_1 + \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}^0} + j R_{T2}, \quad (19)$$

где

$$V_1 = \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \tau_0' + j_0 R_1^0; \quad \tau_0' = \tau_0 \cdot \beta_0^{\frac{b-1}{(b+1)c_2^0}};$$

$$R_{T2} = \rho_2 d; \quad R_1^0 = \rho_1 \beta_0' L_1; \quad \rho_2 = 1/q \mu_p (b+1) b_2.$$

$V_1$  — не зависит от тока и может рассматриваться как некоторое напряжение „отсечки“.

Так как  $\beta_0' < 1$  и  $x_0 < d$ , то с ростом тока всегда растет и  $V$ .

При переходе от первой области ко второй падающая характеристика не появляется. В этом легко убедиться, анализируя выражение дифференциального сопротивления (18).

При всех значениях тока, больших чем  $j_{гр}(x_0 > 0)$ ,  $\gamma < 1$ , так что  $\frac{dV}{dj} > 0$ .

Характеристика переходной области для этого случая графически изображена на рис. 2 (кривая 1).

2. Для диодов с такими параметрами, которые удовлетворяют условию

$$j_{гр} > j_1, \quad \left( \frac{N_0}{N_g} > \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right), \quad (20)$$

вольт-амперная характеристика переходной области в интервале токов  $j_{гр} < j < j_0$  имеет следующий вид:

$$V = \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}^0} \tau_1(j) + j R_2(j). \quad (21)$$

Для дифференциального сопротивления получим выражение

$$\frac{dV}{dj} = \frac{k T}{q} \frac{c_2^0}{j} + A_1 + B_1 \gamma_1, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \gamma_1 = j_0 \left( \sqrt{1 + \left( \frac{j_0}{j} \right)^2} - 1 \right) - j_1 \left[ \frac{1}{2} \frac{j_0}{j} + \right. \\ \left. + \left( \sqrt{\left( \frac{j_0}{j} \right)^2 + 1} + \frac{j_0}{j} \right) \left( \sqrt{1 + \left( \frac{j_0}{j} \right)^2} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

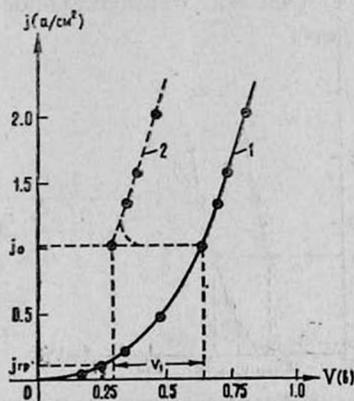


Рис. 2. Зависимость  $j$  от  $V$  для переходной области в случае

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{N_g} < \operatorname{sh} \frac{d}{L} \left( \frac{N_0}{N_g} = 5, \theta = 5; \right. \\ \left. \frac{d}{L} = 3; N_g = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \right). \end{aligned}$$

Выше мы обозначили

$$\gamma_1(j) = \gamma_0 \cdot \gamma_1^0 \frac{c_1^0}{c_2^0}; \quad \gamma_1^0 = \frac{2j - j_1}{j_1} \frac{\varphi_1 + \psi_1}{\varphi_2 - \psi_1};$$

$$R_2(j) = \rho_2 x_0 = \rho_2 \left( d - L \operatorname{Ar} \operatorname{sh} \frac{j_0}{j} \right); \quad A_1 = R_{T2} \gamma / \beta_0';$$

$$B_1 = \frac{kT}{q} \frac{4 \cdot j \cdot c_1^0}{2j - j_1} \frac{(\varphi_1 + \psi_1)^{-1} (\varphi_2 - \psi_1)^{-1}}{\sqrt{1 + \left(\frac{j_0}{j}\right)^2}};$$

$$\varphi_1 = 2j \operatorname{sh} \frac{d - x_0}{2L} = \sqrt{2j(Vj^2 + j_0^2 - j)};$$

$$\varphi_2 = 2j \operatorname{ch} \frac{d - x_0}{2L} = \sqrt{2j(Vj^2 + j_0^2 + j)};$$

$$\psi_1 = j_1 e^{\frac{d - x_0}{2L}} = j_1 \sqrt{\frac{j_0}{j} + \sqrt{\left(\frac{j_0}{j}\right)^2 + 1}}.$$

Нетрудно убедиться, что при всех значениях тока  $j > j_{\text{гр}}$ ,  $\gamma_1 > 0$ , и, таким образом,  $\frac{dV}{dj} > 0$  ( $A_1, B_1$  положительные величины), т. е.

нет участка отрицательного сопротивления, что хорошо видно из рис. 3 (кривая 1). В частности, когда  $j_0 < j < j_2$  ( $x_0 \rightarrow d$ ), имеем,

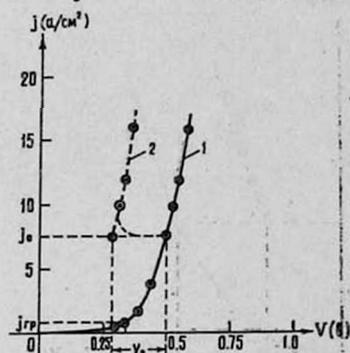


Рис. 3. Характеристика переходной области при  $\frac{N_0}{N_g} > \operatorname{sh} \frac{d}{L}$ .

$$\left( \frac{N_0}{N_g} = 10^2, \theta = 10, \frac{d}{L} = 3, \right. \\ \left. N_g = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \right).$$

$$V = V_2 + \frac{c_2^0 kT}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}^0} + j R_{T2}, \quad (21')$$

$$\frac{dV}{dj} = \frac{kT}{q} \frac{c_2^0}{j} + A_1, \quad (22')$$

$$\gamma_1 \rightarrow 0. \quad (23')$$

Таким образом, и в этом случае при  $x_0 \approx 0$  из (21) получается характеристика, соответствующая первой области, а когда  $x_0 \rightarrow d$ , она переходит в характеристику для второй области. Причем и здесь появляется напряжение „отсечки“

$$V_2 = \frac{c_1^0 kT}{q} \ln \gamma_1^0 \left( \frac{j_0}{j_1} + 1 \right) - j_0 R_2^0; \quad R_2^0 = \rho_2 L.$$

3. Для диодов с такими параметрами, для которых выполняется условие

$$j'_0 > j_2, \left( \frac{N_0}{N_g} > e^{\frac{d}{L}} \right) \quad (24)$$

при уровнях инжекции

$$j > j_2, \quad (25)$$

ВАХ переходной области и  $\frac{dV}{dj}$  имеют вид

$$V = \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2^0}} \gamma_2(j), \quad (26)$$

$$\frac{dV}{dj} = \frac{kT}{j} \frac{c_2^0}{j} + B_1 \gamma_1 + \frac{c_2^0 k T}{q} (A_2 + B_2 \gamma_2), \quad (27)$$

$$\gamma_2 = \left( j \operatorname{sh} \frac{d}{L} + j_2 \right) \left( \frac{j_0}{j} + \sqrt{\left( \frac{j_0}{j} \right)^2 + 1} \right) - (j_2 + j_0) e^{\frac{d}{L}}, \quad (28)$$

где

$$\gamma_2(j) = \gamma_1 \cdot \gamma_2^0 \frac{c_2^0}{c_2^0}; \quad \gamma_2^0 = \frac{(\varphi_2 - \psi_2) \left( 2j \operatorname{sh} \frac{d}{2L} + j_2 e^{d/2L} \right)}{(\varphi_1 + \psi_2) \left( 2j \operatorname{ch} \frac{d}{2L} - j_2 e^{d/2L} \right)}; \quad c_2^0 = \frac{\beta_2 \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{b + 1};$$

$$A_2 = \frac{2j_0 (\varphi_2 - \psi_2)^{-1} (\varphi_1 + \psi_2)^{-1}}{\sqrt{1 + \left( \frac{j_0}{j} \right)^2}};$$

$$B_2 = \frac{4j j_2 (\varphi_2 - \psi_2)^{-1} (\varphi_1 + \psi_2)}{\left( 2j \operatorname{sh} \frac{d}{2L} + j_2 e^{d/2L} \right) \left( 2j \operatorname{ch} \frac{d}{2L} - j_2 e^{d/2L} \right)};$$

$$\psi_2 = j_2 e^{\frac{d-x_0}{2L}} = j_2 \sqrt{\frac{j_0}{j} + \sqrt{\left( \frac{j_0}{j} \right)^2 + 1}}; \quad j'_0 \approx q \mu_p b \delta N_g \frac{V_2}{d}.$$

Как мы уже выяснили, второй член в выражении (27) ( $c_1 \gamma_1$ ) всегда положителен (при  $j > 2j_{rp}$ ) и стремится к нулю, когда  $x_0 \rightarrow d$ . Относительно третьего члена можно сказать следующее. В нем  $A_2$  и  $B_2$  положительные величины. При  $j > j_2$  ( $p(0) > b_2 \operatorname{sh} \frac{d}{L}$ )  $j$  становится больше, чем  $j_0$  (т. к.  $j_2 > j_0$  или  $b_2 > p_0$ ), и поэтому при  $j > 2j_2$   $\gamma_2$  также положительно, так что  $\frac{dV}{dj} > 0$ .

Из (26) при  $x_2 \approx 0$  получается характеристика для первой области, а когда  $x_0 \rightarrow d$  ( $j > j_0$ ) имеем

$$V = V_3 + \frac{c_2 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}},$$

где

$$c_2 = c_2^0 + c_2'; \quad j_{c_2} = j \frac{c_2^0/c_2}{c_2^0} \cdot j_{s_1}'; \quad j_{s_1}' = j_2/2 \operatorname{th} \frac{d}{2L};$$

$$V_3 = \frac{c_1' k T}{q} \ln \eta_0' \frac{c_2^0/c_2'}{j} \left( \frac{j_0}{j} + 1 \right).$$

Характеристика переходной области (26) графически дана на рис. 4 (кривая 1).

В. Полный ход вольт-амперной характеристики.

Если параметры диода удовлетворяют следующим условиям

$$p_1 < p_0 < p_2, \quad (29)$$

где  $p_1 = \frac{b}{b\theta + 1} N_g$ ,  $p_2 = \frac{b}{b + 1} \delta N_g$ , то можно получить полный ход вольт-амперной характеристики, произведя расчет разделением базы диода на четыре области (рис. 5). Причем границы раздела между областями  $x_1$  и  $x_2$  определяются из условия

$$p(x_i) = p_i$$

и имеют вид

$$x_i = d - L \operatorname{Ar} \operatorname{sh} \frac{j_i}{j},$$

где

$$i=1, 2; \quad j_i = j_i^0 \operatorname{sh} \frac{d}{L}; \quad j_i^0 = q D_p \beta_i \operatorname{cth} \frac{d}{L} \cdot \frac{p_i}{L}.$$

(Выражение для  $x_0$  дано выше (9)).

$\rho$  — переход

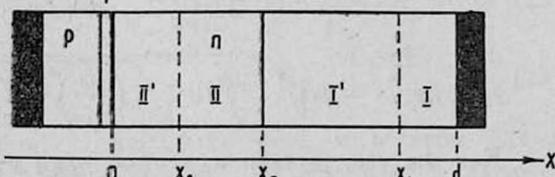


Рис. 5. Модель диода для расчета полного хода ВАХ.

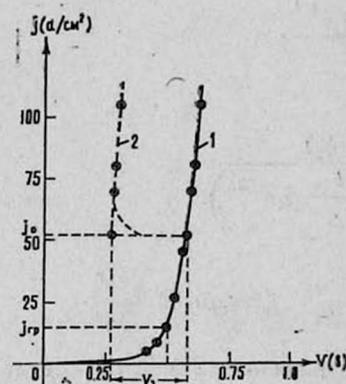


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика переходной области, когда

$$\frac{N_0}{N_g} > e^{\theta \frac{d}{L}} \left( N_g \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \right. \\ \left. \frac{N_0}{N_g} \approx 10^3, \theta = 3, \frac{d}{L} = 2 \right).$$

В этом случае вольт-амперная характеристика имеет следующий вид:

$$V = \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}^0} \eta_0 + \rho_1 j L \ln \eta_3 + \frac{c_1' k T}{q} \ln \eta_{11}' + \rho_2 j L \ln \eta_4 + \frac{c_2' k T}{q} \ln \eta_2' \quad (30)$$

или

$$V = \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2^0}} \tau_1'(j) + j \rho_1 L \ln \tau_1''(j), \quad (30')$$

здесь

$$\begin{aligned} \tau_1'(j) &= \tau_{10} \cdot \tau_{11}' \cdot c_1' / c_2^0 \cdot \tau_{12}' \cdot c_2' / c_2^0; & \tau_1''(j) &= \tau_{13} \cdot \tau_{14}^{j_1/j_0}; \\ \tau_{11}' &= \frac{\operatorname{th} \frac{d-x_0}{2L}}{\operatorname{th} \frac{d-x_1}{2L}} = \left[ \frac{(Vj^2 + j_0^2 - j)(Vj^2 + j_1^2 + j)}{(Vj^2 + j_0^2 + j)(Vj^2 + j_1^2 - j)} \right]^{1/2}; \\ \tau_{12}' &= \frac{\operatorname{th} \frac{d}{2L}}{\operatorname{th} \frac{d-x_2}{2L}} = \left( \frac{Vj^2 + j_2^2 + j}{Vj^2 + j_2^2 - j} \right)^{1/2} \operatorname{th} \frac{d}{2L}; \\ \tau_{13} &= e^{\frac{d-x_1}{L}} = \frac{j_1}{j} + \sqrt{\left(\frac{j_1}{j}\right)^2 + 1}; \\ \tau_{14} &= e^{\frac{x_0-x_2}{L}} = (j_2 + \sqrt{j^2 + j_2^2}) / (j_0 + \sqrt{j^2 + j_0^2}). \end{aligned}$$

Первый член выражения (30) — есть демберевская часть падения напряжения и падение на  $p$ - $n$ -переходе. Второй и третий члены представляют собой падения напряжения в толще диода при низких ( $p(0) < p_1$ ) и высоких ( $p_1 < p(0) < p_0$ ) уровнях инжекции для первой области, тогда как четвертый и пятый члены описывают напряжения при  $p_0 < p(0) \leq p_2$  для второй области. При  $j < j_{rp}$  ( $x_0 \leq 0$ ) из (30) получим в общем виде ВАХ для первой области

$$V = \frac{c_1^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_1^0}} \tau_1^{c_1' / c_1^0} + j \rho_1 L \ln \tau_{13}, \quad (31)$$

откуда при  $j \leq j_1^0$  имеем выражение (12); если  $j_1 < j < j_{rp}$  ( $0 < x_1 \rightarrow d$ ), то

$$V = V_4^0 + \frac{c_1 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_1}}, \quad (31')$$

где

$$V_4^0 = j_1 R_1^0 / \beta_0; \quad \tau_{13}' = \frac{\operatorname{th} d/2L}{\operatorname{th} \frac{d-x_1}{2L}} = \left( \frac{Vj^2 + j_1^2 + j}{Vj^2 + j_1^2 - j} \right)^{1/2} \operatorname{th} d/2L.$$

При токах  $j_{rp} < j < j_0$  ( $0 < x_0 < d$ ) из (30) следует ВАХ, соответствующая переходной области.

$$V = V_4^0 + \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2^0}} \tau_1'''(j) + j \rho_2 L \ln \tau_{14}, \quad (32)$$

где

$$\eta_1''' = \eta_0 \left( 2 \frac{j}{j_1} \eta_1''' \right)^{\frac{c_1'}{c_2^0}} \cdot \eta_2'; \quad \eta_1''' = \text{th} \frac{d-x_0}{2L} = \left( \frac{\sqrt{j^2 + j_0^2} - j}{\sqrt{j^2 + j_0^2} + j} \right)^{1/2}.$$

Из (32) при  $j < j_{\text{гп}}$  ( $x_0 \lesssim 0$ ) получается ВАХ, соответствующая первой области (31'), а когда  $x_0 \rightarrow d$ , имеем

$$V = V_4 + \frac{c_2^0 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2^0}} \cdot \eta_2' + \rho_2 j L \ln \eta_4'. \quad (32')$$

Выражение (32') есть вольт-амперная характеристика для второй области в общем виде, откуда при  $j > j_2$  следует

$$V = V_4' + \frac{c_2 k T}{q} \ln \frac{j}{j_{c_2}}. \quad (32'')$$

Выше мы обозначали

$$\eta_4' = e^{\frac{d-x_2}{L}} = \frac{j_2}{j} + \sqrt{\left(\frac{j_2}{j}\right)^2 + 1}; \quad V_4 = V_2 + V_4^0; \quad V_4' = V_4 + j_2 R_2^0.$$

Дифференциальное сопротивление в общем виде для полной характеристики (30) имеет следующий вид

$$\frac{dV}{dj} = \rho_1 L (\ln \eta_3 + A_3) + R_2^0 (\ln \eta_4 - A_4) + B_3 \left( 1 - \frac{j_1}{j_0} \right) + B_4, \quad (33)$$

где

$$A_3 = \text{th} \frac{d-x_1}{L} = \frac{j_1}{\sqrt{j^2 + j_1^2}};$$

$$A_4 = \frac{\text{sh} \frac{x_0 - x_2}{L}}{\text{ch} \frac{d-x_0}{L} \text{ch} \frac{d-x_2}{L}} = \frac{j_2 \sqrt{j^2 + j_0^2} - j_0 \sqrt{j^2 + j_2^2}}{j \sqrt{(j^2 + j_0^2)(j^2 + j_2^2)}};$$

$$B_3 = \frac{c_1' k T}{q} \frac{j_0 (j_0 + j_1)}{\sqrt{(j^2 + j_1^2)(j^2 + j_0^2)} (\sqrt{j^2 + j_0^2} + \sqrt{j^2 + j_1^2})};$$

$$B_4 = \frac{k T}{q} \left( \frac{c_2^0}{j} + \frac{c_2'}{\sqrt{j^2 + j_2^2}} \right).$$

Анализируя (33), можно убедиться, что всегда  $\frac{dV}{dj} > 0$ , т. е. и в этом общем случае нет отрицательной характеристики. В этом можно убедиться непосредственно численным расчетом.

Численный расчет произведен для диода с такими параметрами:

$$\frac{d}{L} = 3; \quad \frac{N_0}{N_g} \approx 10^2; \quad N_g = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Результаты численного расчета графически изображены на рис. 6 (кривая 1).

В заключение отметим следующее:

1. Вольт-амперная характеристика  $p-n$ -диода (т. к.  $\frac{d}{L} > 1$  и если  $V_T \gg V_{pn}, V_g$ ) до начала переходной области ( $j \lesssim j_{gp}$ ) является либо только омической (12) (когда  $j_{gp} < j_1$  или  $\frac{N_0}{N_g} < \text{sh} \frac{d}{L}$ ), либо вначале омической, а затем экспоненциальной (при  $j_{gp} > j_1$  или  $\frac{N_0}{N_g} > \text{sh} \frac{d}{L}$ ) в зависимости от параметров диода и ловушек.

2. При  $j > j_{gp}$  ( $0 < x_0 < d$ ) имеет место характеристика переходной области. Она имеет различный вид ((17), (21), (26), (32)) в зависимости от значений параметров диода и ловушек  $\frac{d}{L}, \theta, \delta$ .

Анализ этих характеристик показал, что дифференциальное сопротивление  $\frac{dV}{dj}$  при  $j > 2j_{gp}$  всегда остается

положительным, т. е. нет падающего участка. Причем, когда  $x_0 \rightarrow d$ , вышеуказанные характеристики переходной области переходят в соответствующие характеристики второй области с добавлением некоторого напряжения „отсечки“ (рис. 2, 3, 4, 6 (кривая 1)). Если ограничиться решением задачи для первой и второй области в отдельности (как в [1]) и тем самым не учитывать появления напряжения „отсечки“, то ВАХ для второй области имеет вид, показанный на рис. 2, 3, 4, 6 (кривая 2), т. е. как бы имеет место падающий участок. Однако, как мы уже отметили, при переходе от первой области ко второй появляется напряжение „отсечки“, которое исключает возможность падающего участка (кривая 1).

Следует отметить, что при появлении напряжения „отсечки“ наблюдается эффект „накопления“ поля (если можно так выразиться) в узкой области ( $\Delta x_0 = d - x_0 = L \frac{j_0}{j}$ ) у тылового контакта:

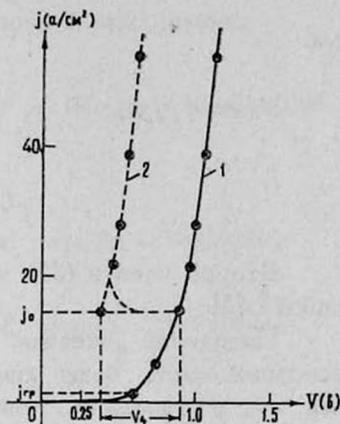


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика переходной области, когда  $p_1 < p_0 < p_2$ .

$$\bar{E} \approx \frac{V_{отс}}{\Delta x_0} = \frac{V_{отс}}{L} \frac{j}{j_0}. \quad (34)$$

Это объясняется тем, что при переходе от первой области ко второй у тылового контакта всегда остается очень узкая область  $\Delta x_0$  (т. к. тыловой контакт омический), в которой уровни прилипания еще не заполнены дырками.

Появление напряжения „отсечки“ и „накопления“ поля у тылового контакта наблюдается даже в том случае, когда в базе отсутствуют прилипания для дырок. Можно убедиться, что для модели диода, рассматриваемой в работе [5], при переходе от характеристики низкого уровня инжекции к характеристике высокого уровня инжекции появляется напряжение „отсечки“, т. е.

$$V = V_{отс} + \frac{ckT}{q} \ln \frac{j}{j_c}, \quad (35)$$

где

$$V_{отс} = \rho_k j_k L, \quad \rho_k = 1/qa_p b N_g, \quad j_k = \frac{2qD_p}{L} \frac{b}{b+1} N_g \operatorname{ch} \frac{d}{L},$$

$$L = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p \tau_p}.$$

Второй член в (35) есть ВАХ при высоких уровнях инжекции в работе [5].

Появление „отсечки“ в этом случае связано с тем, что, хотя в основной части базы диода имеет место высокий уровень инжекции, все же у тылового контакта остается достаточно узкая область  $\Delta x_k \approx d - x_k \approx L \frac{j_k}{j}$ , в которой  $p < N_g$ .

Анализ распределения поля по базе диода показал, что при одинаковых напряжениях на диоде, в узкой области у тылового контакта, накапливается более сильное поле в случае наличия уровней прилипания, чем в случае их отсутствия (при одинаковых параметрах диода

$\frac{d}{L}$ ,  $N_g$ ,  $L$ ). Другими словами, уровни прилипания для дырок способствуют более сильному концентрированию поля у контакта. Это объясняется тем, что при прохождении тока через диод центры прилипания захватывают дырки, что приводит к появлению электронов в зоне проводимости (для сохранения условия квазинейтральности) и повышению проводимости базы. Поэтому при одинаковых напряжениях диодам с уровнями прилипания для дырок соответствуют более сильные токи и достаточно узкие  $\Delta x_1$  ( $\Delta x_1 \approx L \frac{j_1}{j}$ ), чем для диодов без

центров прилипания, что и приводит к более сильному накоплению поля у тылового контакта.

В пределе больших токов в этой узкой области накапливаются достаточно большие поля, что в принципе может привести к зависимости  $u_n, u_p \sim f(E)$  и умножению. Однако при токах, которые имеют место в нашем случае,  $\bar{E} < 10^3$  в/см.

3. Автор [1] получил неправильный результат о существовании отрицательного сопротивления из-за того, что не рассматривал переходной области и не анализировал дифференциальное сопротивление  $\frac{dV}{dj}$  для этой области.

Отметим так же, что в принципе с увеличением тока уровень прилипания может стать рекомбинационным, когда демаркационный уровень для дырок пересечет рассматриваемый уровень. Однако мы не учитывали этой возможности, поскольку ставили перед собой задачу рассмотреть влияние на ВАХ именно уровней прилипания.

Институт радиофизики и электроники  
АН Армянской ССР

Поступила 10 июня 1966.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Ю. Лейдерман, Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, № 2, 29 (1965).
2. М. Lampert, Phys. Rev., 103, 1648 (1956).
3. М. Ламперт, ТИРИ, 50, 8 (1962).
4. Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 164 (1966).
5. В. И. Стафеев, ЖТФ, 28, 1631 (1958).

ԿՊՉՈՂԱԿԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ  $p$ - $n$ -ՈՒՂԴԻԶՆԵՐԻ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒՅԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ՍՎԱԳՅԱՆՅ Լ Ա. ՌԱԶԻՄՈՎ

Հետազոտված է կպրոդական մակարդակների ազդեցությունը թիկունքային օճական կոնկաւտով ուղղիւ կիսահաղորդիչների վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:

Ստացված են բանաձևեր տարրեր տեղամասերի և վոլտ-ամպերային բնութագրի լրիվ ընթացքի համար:

Հետազոտված են անցողական պրոցեսների բնութագրերը, համապատասխանորեն դիոդի պարամետրների և թակարդի տարրեր արժեքների համար: Բերված են այդ բնութագրերը պատկերող գրաֆիկները: Ի տարբերություն [1]-ից նշված է բացասական դիմադրության տեղամասի բացակայությունը վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:

Ցույց են տրված արդյունքների տարբերության պատճառները:

ON THE INFLUENCE OF STICK CENTERS UPON THE  
VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF  $p-n$ -DIODES

G. M. AVAKIANTS and A. U. RAHIMOV

The influence of the stick levels upon the volt-ampere characteristic of semiconductor diode with the ohm rear contact is investigated. The expressions both for the different parts and the whole volt-ampere characteristic are obtained. The characteristics and differential resistances of the transition region corresponding to different values of diode and trap parameters are analyzed. The diagrams of these characteristics are given. In contrast to [1], the absence of the negative resistance region on the volt-ampere characteristic is noted. The reason of the difference between the results are pointed out.

## ВЛИЯНИЕ РАСТВОРЕННОГО ПОЛИМЕРА НА ОБЪЕМНУЮ ВЯЗКОСТЬ РАСТВОРИТЕЛЯ

Н. М. КОЧАРЯН, Н. А. НАЛБАНДЯН

В растворах полимеров поглощение ультразвуковых волн обуславливается вязкими потерями и влиянием полимера на объемную вязкость растворителя. Эти оба процесса протекают одновременно и противодействуют друг другу.

В настоящей работе изучается влияние молекулы полистирола на объемную вязкость бензола. Результаты показывают, что единичное звено молекулы полистирола более слабо влияет на объемную вязкость бензола, чем молекулы стирола, причем эффективность единичного звена молекулы полистирола по отношению к уменьшению объемной вязкости бензола составляет примерно  $2/3$  от эффективности молекулы стирола.

В экспериментальных работах по поглощению ультразвуковых волн в растворах полимеров было показано, что поглощение ультразвуковых волн в растворе может быть как больше [1—3], так и меньше [3, 4] поглощения в чистом растворителе, несмотря на то, что вязкость раствора в сотни раз больше, чем вязкость растворителя.

Небольшой рост поглощения с увеличением концентрации наблюдается в тех растворах полимеров, растворители которых имеют небольшие объемные вязкости некнезеровского типа. Этот рост поглощения объясняется вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя и полимерной сетки.

В растворах, растворители которых имеют большие объемные вязкости кнезеровского типа, поглощение ультразвука получается меньше, чем в чистом растворителе. Это объясняется тем, что растворенный полимер влияет на объемную вязкость растворителя и уменьшает ее. Уменьшение поглощения, вызванное изменением объемной вязкости растворителя, идет более интенсивно, чем увеличение поглощения, обусловленное относительным движением растворителя и полимерной сетки.

Уменьшение поглощения наблюдается в бинарных смесях неассоциированных жидкостей, когда малопоглощающую компоненту прибавляют к высокопоглощающей компоненте. В этих смесях уменьшение поглощения обусловлено тем, что при столкновении разных молекул уменьшается время релаксации, влияющее на процесс обмена энергией между внешними и внутренними степенями свободы высокопоглощающей молекулы.

Но растворы полимера отличаются от таких смесей тем, что единичное звено полимера не свободно, а связано в цепь, и вязкости

растворов сильно отличаются от вязкости растворителя. Кроме этого, в растворах полимеров существуют дополнительные потери энергии, связанные с вязким движением молекул растворителя относительно молекул полимера.

В настоящей работе изучается влияние полимера (полистирола) на объемную вязкость растворителя (бензол). С этой целью исследовалось поглощение ультразвуковых волн в смеси стирол—бензол, а также в растворах полистирола ( $\bar{M} = 1.25 \cdot 10^5$ ) в стироле и в бензоле.

Измерение поглощения проводилось при температуре  $20^\circ\text{C}$  импульсным методом. Погрешность измерения составляет не более 5% от абсолютного значения измеряемой величины.

В растворах полистирола в стироле не может проявляться влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя, так как полимер и растворитель имеют одинаковое химическое строение, и, кроме того, растворитель имеет сравнительно малую объемную вязкость (отношение объемной вязкости к сдвиговой равно 8.5, а коэффициент поглощения  $60 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$ ).

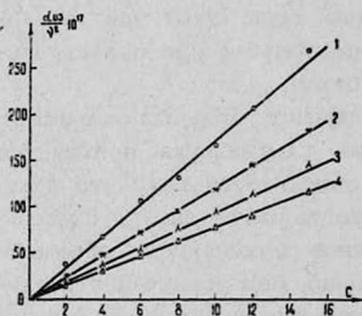


Рис. 1. 1—6 мц, 2—10 мц, 3—14 мц, 4—18 мц.

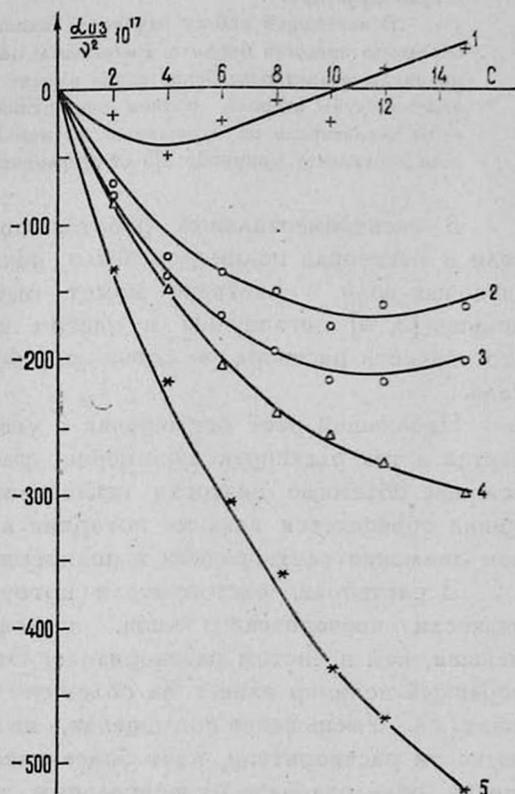


Рис. 2. 1—2 мц, 2—6 мц, 3—10 мц, 4—14 мц, 5—6, 10, 14 мц.

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты зависимости избыточного поглощения  $\frac{\alpha_{из}}{\nu^2} = \frac{\alpha - \alpha_0}{\nu^2}$  ( $\alpha$  и  $\alpha_0$  — коэффициенты поглощения раствора и растворителя,  $\nu$  — частота) от концентрации полистирола в растворах полистирола в стироле, а на рис. 2 в растворах полистирола в бензоле. Кривая 5 на этом рисунке относится к смеси жидкостей стирол—бензол.

Как видно, избыточное поглощение в растворах полистирола в стироле положительно (т. е. поглощение в растворе больше, чем в чистом растворителе) и растет с ростом концентрации полимера в растворе. А в растворах полистирола в бензоле избыточное поглощение отрицательно (поглощение в растворе меньше, чем в чистом растворителе) и уменьшается с ростом концентрации раствора.

Влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя было вычислено методом, который использовался Губерманом в работе [7].

В первом приближении можно принять, что поглощение, вызванное вязкими потерями в растворителе при относительном движении растворителя—бензола и полимерной сетки, во столько раз больше поглощения в растворах полистирола в стироле во сколько раз сдвиговая вязкость бензола больше сдвиговой вязкости стирола, т. к. локальная вязкость раствора и растворителя одинакового порядка [8].

Отношение сдвиговых вязкостей бензола и стирола равно  $\frac{\eta_{16}}{\eta_{ст}} = 0.87$ , следовательно, поглощение, вызванное вязким движением бензола относительно молекул полистирола, будет равно

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = 0.87 \cdot \left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст}$$

где  $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст}$  избыточное поглощение в растворах полистирола в стироле. Например, для 4% раствора при частоте 6 мц  $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)_{пс-ст} = 68 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$ , поэтому  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = 0.87 \cdot 68 \cdot 10^{-17} \approx 60 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$ .

Если бы молекулы растворенного полистирола не меняли объемную вязкость бензола, то поглощение в 4% растворе полистирола в бензоле было бы равно:

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2 = \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_6 + \left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 = (850 + 60) \cdot 10^{-17} = 910 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см},$$

где  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_6 = 850 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^2/\text{см}$  коэффициент поглощения бензола.

Разница между вычисленными  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2$  и экспериментальными значениями поглощения  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс}$  будет обусловлена поглощением, которое вызывается только изменением (уменьшением) объемной вязкости растворителя из-за присутствия полимера. В таблице 1 эта величина обозначена  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об}$ . Для 4% раствора она составляет

$$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.} = (910 - 740) \cdot 10^{-17} = 170 \cdot 10^{-17} \text{сек}^2/\text{см.}$$

Таким образом, мы выделили поглощение, вызванное вязкими потерями, из поглощения, обусловленного изменением объемной вязкости растворителя.

Сравнивая значения  $\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об.}$  с экспериментально полученными значениями  $\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right)$  для смеси стирол—бензол (кривая 5 на рис. 2), мы видим, что мономер уменьшает поглощение бензола несколько больше, чем полимер. Например, в смеси стирол—бензол поглощение бензола уменьшается на  $170 \cdot 10^{-17} \text{сек}^2/\text{см}$  при концентрации стирола  $C_1 = 2,7\%$ .

Принимая эффективность уменьшения объемной вязкости растворителя молекулой мономера стирола, равной единице, получим

$$K = \frac{2,7}{4} = \frac{2}{2,96} \approx \frac{2}{3},$$

где  $K$  — эффективность единичного звена молекулы полистирола.

Результаты аналогичных расчетов для растворов с концентрацией 2, 4, 6, 8 и 10% приведены в таблице 1.

Таблица 1

$\nu$ $M_{ц}$	$C^0/\%$	$\left(\frac{\alpha_{из}}{\nu^2}\right) \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_1 \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_2 \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{экс} \cdot 10^{17}$	$\left(\frac{\alpha}{\nu^2}\right)_{об} \cdot 10^{17}$	$K$
6	2	34	30	880	780	100	2/3.08
	4	68	59	910	740	170	2/2.96
	6	102	90	940	710	230	2/2.99
	8	136	122	972	695	277	2/2.97
	10	170	148	998	690	308	2/3.15
10	2	24	21	871	768	103	2/2.86
	4	48	42	892	710	182	2/2.76
	6	72	63	913	675	238	2/2.80
	8	96	83	933	650	283	2/2.86
	10	120	104	954	630	324	2/2.96
14	2	18	16	865	765	101	2/3.08
	4	36	31	881	700	181	2/2.78
	6	54	48	898	657	241	2/2.78
	8	72	62	912	625	287	2/2.82
	10	90	78	931	600	298	2/2.94

Из этих данных видно, что эффективность единичного звена молекулы полистирола по отношению к уменьшению объемной вязкости бензола в исследуемом интервале концентраций и частот примерно постоянна и составляет 2/3 от эффективности молекулы стирола.

Полученные данные дают возможность вычислить поглощение системы полистирол—бензол—стирол в зависимости от концентрации стирола.

Вычислим коэффициент поглощения 10% раствора полистирола в бензоле в зависимости от концентрации стирола. С этой целью рассмотрим систему, состоящую из 10 г полистирола, 100 мл бензола и 5 г стирола.

Из вышесказанного следует, что изменение объемной вязкости бензола, вызванное 10 г полистирола и 5 г стирола, будет эквивалентно изменению (уменьшению), вызванному  $\left(\frac{2}{3} \cdot 10 + 5\right) = 11,67$  г стирола.

Поглощение системы стирол—бензол в зависимости от концентрации стирола известно (кривая 5, рис. 2), и для концентрации стирола 11,67 г в 100 мл бензола—равно  $(850-460) \cdot 10^{-17} = 390 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см. Но присутствие полимера вызывает дополнительные потери ультразвуковой энергии, вызванные вязким движением молекул растворителя относительно полимерной сетки. Из табл. 1 для частоты 14 мц имеем  $\left(\frac{\alpha}{v^2}\right)_1 = 78 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см. Следовательно, поглощение системы будет  $390 \cdot 10^{-17} + 78 \cdot 10^{-17} = 468 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см, а экспериментальное значение  $\left(\frac{\alpha}{v^2}\right)_{\text{экс}}$  для системы равно  $480 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см.

Результаты расчетов для 6 и 10% растворов полистирола в бензоле в зависимости от концентрации стирола при частотах 6, 10 и 14 мц приведены в таблице 2.

Таблица 2

$\nu$ Мц	Концен- трац. поли- мера %	Концентрация стирола											
		2.5 %		5 %		7.5 %		10 %		12.5 %		15 %	
		экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.	экс.	выч.
6	6	615	620	560	550	500	495	455	440	430	400	—	—
	10	—	—	560	540	—	—	480	450	460	425	425	400
10	6	600	593	510	520	465	460	428	413	400	375	—	—
	10	—	—	520	495	—	—	420	405	410	375	382	355
14	6	580	580	510	510	445	445	416	400	390	360	—	—
	10	—	—	468	470	—	—	410	380	385	350	350	330

Как видно из приведенных данных, экспериментальные значения  $\left(\frac{\alpha}{v^2}\right)_{\text{экс}}$  в пределах ошибок измерения совпадают с вычисленными.

Полученное удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с расчетными подтверждает правильность изложенной закономерности.

## ВЫВОДЫ

Из полученных данных следует, что число столкновений единичного звена молекулы полистирола с молекулами бензола составляет

$\frac{2}{3}$  от числа столкновений молекул стирола с молекулами бензола.

Меньшая эффективность столкновений единичного звена молекулы полистирола обуславливается слабой подвижностью молекулы полимера и меньшей поверхностью соприкосновения с растворителем.

Если принять, что подвижность молекул стирола и единичного звена полимера одинаковы, и рассмотреть молекулу стирола в виде кубика, имеющего шесть поверхностей, подвергающихся столкновению [7], то число поверхностей для столкновения единичного звена полистирола в данном инвервале концентраций и частот будет равно четырем, т. е. составит  $\frac{2}{3}$  от поверхности куба.

ЦНИ физико-техническая лаборатория  
АН Армянской ССР

Поступила 2 июня 1966

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. Г. Михайлов, Л. А. Шагалова, ДАН СССР, 89, 829 (1953).
2. И. Г. Михайлов, Н. М. Федорова, Вестник ЛГУ, сер. физическая и химическая, 16, 78 (1958).
3. Н. М. Кочарян, Н. А. Налбандян и др., ДАН АрмССР, 39, 221 (1964).
4. A. W. Pryor, Acustica, 4, 618 (1954).
5. J. M. M. Pinkerton, J. Proc. Phys. Soc., 62, 129 (1949).
6. D. Sette, J. Acous. Soc. Amer., 23, 359 (1951).
7. G. Gooberman, Nature, 191, 75 (1961).
8. Н. М. Федорова, Диссертация, ЛГУ, 1964.

#### ԼՈՒՄՎԱԾ ՊՈԼԻՄԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼՈՒՄԻՉԻ ՄԱՎԱԼՆԻՆ ՄԱՍՈՒՑԻԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ն. Մ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ն. Ա. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ

Ներկա աշխատանքում ուսումնասիրվում է լուծույթներում բննզդի ծավալային մածուցիկության վրա պոլիստիրոլի ազդեցությունը: Փորձերը ցույց են տալիս [3,4], որ երբ ուլտրաձայնային ալիքների բարձր կլանման գործակից և կնեզերովյան տիպի մեծ ծավալային մածուցիկության գործակից ունեցող լուծիչներին ավելացնում ենք որևէ պոլիմեր, ապա լուծույթի կլանման գործակիցը ստացվում է ավելի փոքր, քան մաքուր լուծիչինը:

Հայտնի է, որ երբ ուլտրաձայնային ալիքների բարձր կլանման գործակից ունեցող ոչ ասոցացված հեղուկին ավելացնենք փոքր քանակի ոչ ասոցացված ցածր կլանման գործակից ունեցող մեկ ուրիշ հեղուկ, ապա ստացված խառնուրդի կլանման գործակիցը զգալի շահով փոքրանում է: Այս պայմանավորված է այն բանով, որ երբ երկու տարբեր մոլեկուլներ բախվում են միմյանց հետ, ապա տեղի է ունենում բարձր կլանման գործակից ունեցող մոլեկուլի ազատության արտաքին և ներքին աստիճանների միջև էներգիայի փոխանակման ռելակսացիայի ժամանակի փոքրացում [5, 6], որի պատճառով խառնուրդի կլանումը զգալի շահով փոքրանում է:

Բայց պոլիմերային լուծույթները տարբերվում են նման խառնուրդներից նախ նրանով, որ պոլիմերի մոլեկուլի միավոր բջիչ շարժունակությունը շատ ավելի ցածր է, քան մոնոմերի մոլեկուլի շարժունակությունը և երկրորդ՝ պոլիմերային լուծույթների մածուցիկությունը շատ անգամ (մի քանի հարյուր) ավելի բարձր է, քան մաքուր լուծիչի մածուցիկությունը:

Ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ պոլիստիրոլի 2—10 % կոնցենտրացիայի և շափման 6—14 մգ հաճախականության տիրույթում պոլիստիրոլի մոլեկուլի միավոր բջջի էֆեկտիվությունը լուծիչի ծավալային մածուցիկությունը փոքրացնելու նկատմամբ ավելի փոքր է, քան մոնոմերի ստիրոլի էֆեկտիվությունը: Ընդ որում, պոլիստիրոլի միավոր բջջի էֆեկտիվությունը կազմում է ստիրոլի էֆեկտիվության մոտավորապես 2/3 մասը (աղյուսակ համար 1):

Եթե ընդունենք, որ պոլիստիրոլի մոլեկուլի միավոր բջջի և ստիրոլի մոլեկուլի շարժունակությունները իրար հավասար են, և դիտենք ստիրոլի մոլեկուլը խորանարդի ձևով, որն ընդունակ է բախվելու բևեղուի մոլեկուլի հետ խորանարդի 6 մակերեսներով, ապա պոլիստիրոլի մոլեկուլի միավոր բջջի բախվելու ընդունակ մակերեսների թիվը կլինի  $6 \cdot \frac{2}{3} = 4$ :

## THE INFLUENCE OF SOLUBLE POLYMER ON THE VOLUME VISCOSITY OF THE SOLVENT

**N. M. KOCHARIAN** and N. A. NALBANDIAN

By means of the ultra-sonic method the influence of polystyrene on the volume viscosity of benzene in the solution is investigated.

The experiments have shown that in case of 2—10 % concentration of polystyrene and 6—14 mc measurement frequency the efficiency of a unit link of a polystyrene molecule in relation to the decrease of the volume viscosity of benzene is approximately 2/3 of the efficiency of a monomer styrene molecule.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МОНОХАЛЬКОГЕНИДОВ  
ЦЕРИЯ И ПРАЗЕОДИМА ПРИ 100—1300° КВ. Е. АДАМЯН, Н. П. БОДРОВА, А. В. ГОЛУБКОВ,  
Г. М. ЛОГИНОВ, В. В. ПОГОСЯН

В настоящей работе изложены результаты исследований температурной зависимости магнитной восприимчивости  $Ce$  и  $Pr$  в широком интервале температур 100—1300° К. Показано, что в этих соединениях ионы  $Ce$  и  $Pr$  находятся в трехвалентных состояниях. Обсуждения проводятся с позиции о свободных ионах р. з. м. Результаты измерений магнитной восприимчивости обсуждаются в связи с электрическими свойствами и делается вывод о смешанном ионно-металлическом типе химической связи в исследованных монохалькогенидах. Дается краткое описание методики магнитных измерений, проведенных с помощью автоматических кварцевых микровесов.

Исследования магнитной восприимчивости  $CeX$  и  $PrX$ , где  $X = S, Se, Te$  при 77—1300° К были проведены нами с целью выявления валентных состояний  $Ce$  и  $Pr$ , или точнее числа  $4f$ -электронов, локализованных на ионах  $Ce$  и  $Pr$ .

Образцы были приготовлены при непосредственной реакции редкоземельных металлов (чистота 99,5%) с серой, селеном и теллуrom (чистота 99,999%) [1]. Рентгенографическое исследование показало, что все образцы практически однофазны и имеют хорошо сформированную структуру типа NaCl. Параметры решетки приведены в таблице 1.

Таблица 1

Соединение	Параметр решетки	Интервал закона $K-B$	$\mu_{\text{эфф.}}^{\text{эксп.}}$ $\mu_B$	$\mu_{\text{эфф.}}$ для $Me^{3+}$ ( $T=0^\circ K$ ) $\mu_B$		$\mu_{\text{эфф.}}$ для $Me^{2+}$ ( $T=0^\circ K$ ) $\mu_B$	
CeS	5,78	75—500	2,78	2,54	3,58		
CeSe	5,99	75—500	2,58	2,54	3,58		
CeTe	6,36	75—500	2,49	2,54	3,58		
PrS	5,74	50—400	3,92	3,58	3,62		
PrSe	5,95	50—400	3,79	3,58	3,62		
PrTe	6,32	50—400	4,0	3,58	3,62		

Измерения магнитной восприимчивости проводились методом Фарадея на кварцевых микровесах высокой чувствительности ( $10^{-6}$  г) с автоматической компенсацией [2]. Составляющая силы  $f$  в направлении оси  $z$ , действующая на образец с удельной восприимчивостью  $\chi$  в магнитном поле  $H$ , равна

$$f_z = m \chi H \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $m$  — масса образца, а  $\frac{\partial H}{\partial z}$  — градиент поля вдоль оси  $z$ .

Измерения проводились сравнительным методом. В качестве эталона для калибровки установки использовались соль Мора марки

ч. д. а.  $\chi = \frac{9500 \cdot 10^{-6}}{T + 3}$  [3] и  $\text{HgCo}(\text{CNS})_4$  марки х. ч.

с  $\chi = \frac{4940 \cdot 10^{-6}}{T + 7}$  [4].

Межполюсной зазор имел обычную форму (конусные полюсные наконечники). Для уменьшения погрешности, связанной с невоспроизводимостью положения образца в магнитном поле от опыта к опыту, в качестве рабочей точки была выбрана та точка поля, где произведение  $H \frac{\partial H}{\partial z}$  имело плавный максимум (вблизи скоса полюсных наконечников). Ток в электромагните стабилизировался [2]. Измерения проводились в полях до 15 кэ.

Измерения при 70 — 300° К проводились в криостате, при 300 — 1300° К в печи специальной конструкции. Температуры регистрировались компенсационным методом (потенциометр ППТН), ниже комнатной с помощью термодпары медь—константан, выше комнатной по платино-платинородиевой термодпаре. Температуры регулировались с погрешностью  $\pm 1^\circ$ .

Измерения показали, что в некоторой области температур зависимость обратной восприимчивости от температуры выражается прямой линией  $\frac{1}{\chi} = a + bT$ , т. е. выполняется закон Кюри-Вейсса  $\chi = \frac{C}{T - \theta}$ .

В табл. 1 приведены области температур, в которых выполняется закон Кюри-Вейсса (столбец 2). Молярная константа  $C_M$  закона Кюри-Вейсса связана с эффективным магнитным моментом по известной формуле

$$\mu_{\text{эфф.}} = 2,84 \sqrt{C_M \mu_B}, \quad (2)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора. Вычисленные по формуле (2) значения  $\mu_{\text{эфф.}}$  ионов  $\text{Ce}$  и  $\text{Pr}$  для различных монохалькогенидов приведены в таблице 1 (III столбец), а теоретические значения  $\mu_{\text{эфф.}}$  для свободных ионов  $\text{Me}^{3+}$  и  $\text{Me}^{2+}$  при 0° К соответственно приведены в IV и V столбцах таблицы. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов свидетельствует о том, что в исследованных соединениях  $\text{Ce}$  и  $\text{Pr}$  трехвалентны, т. е. на ионе церия локализован один ( $\text{Ce}^{3+}$ ). а на ионе празеодима — 2 ( $\text{Pr}^{3+}$ )  $4f$  — электрона.

Данные электрических измерений, выполненных ранее [1], показали, что обсуждаемые монохалькогениды обладают металлическим

типом проводимости, при этом концентрация электронов проводимости на моль близка к  $6 \cdot 10^{23}$ , т. е. такая, какая обеспечивается в том случае, если каждый атом редкоземельного металла отдает один электрон в зону проводимости. Такой зоной, возможно, является  $5d$ -, а так же  $6s$ -зона. Не исключена также возможность их перекрытия. Таким образом, монохалькогениды *Ce* и *Pr* (а также и *Nd* [2]) являются примером соединений со смешанным типом (ионно-металлической) химической связи.

В области повышенных температур температурная зависимость восприимчивости уже не описывается законом Кюри-Вейсса и восприимчивость начинает возрастать с температурой несколько медленнее (рис. 1 и 2). Это связано с тем, что в магнетизме начинают прини-

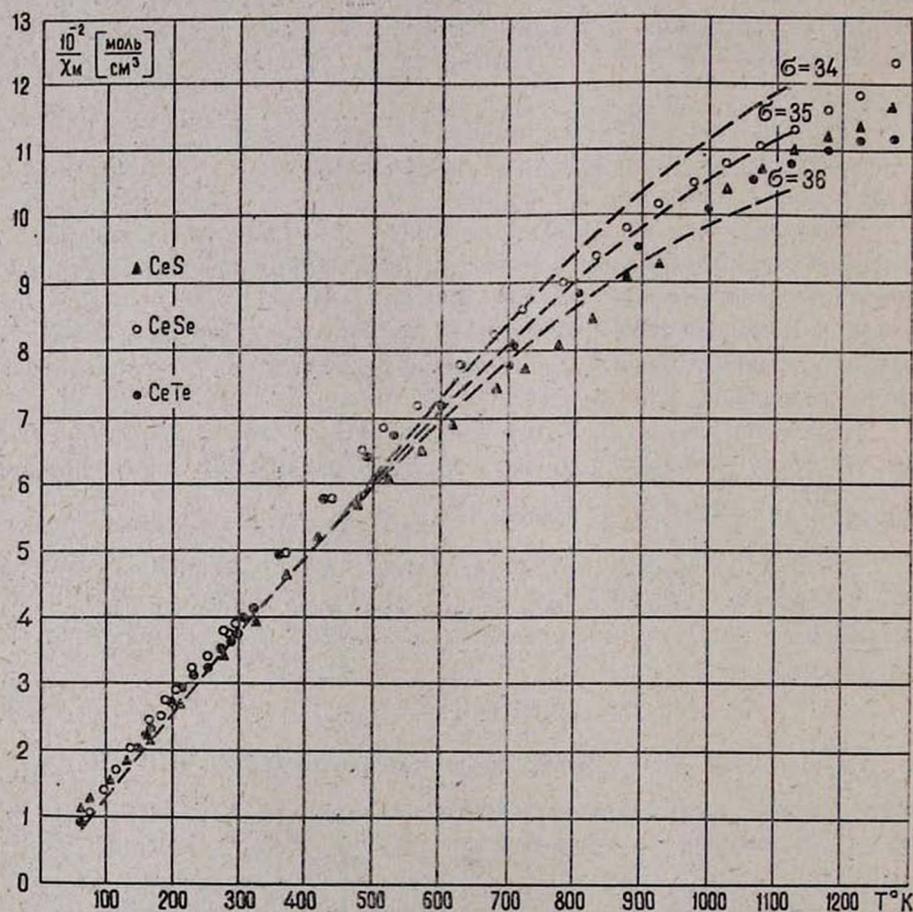


Рис. 1. Зависимость обратной молярной парамагнитной восприимчивости для монохалькогенидов церия.

мать участие более высокие уровни электронной оболочки ионов  $Ce^{3+}$  и  $Pr^{3+}$ . Строгое рассмотрение этого вопроса должно учитывать уров-

ни этих ионов в кристаллическом поле [5]. Однако для наших целей вполне достаточным является более грубое приближение свободного иона. Для свободного иона  $Ce^{3+}$  основным состоянием является  ${}^2F_{5/2}$ , а для иона  $Pr^{3+}$  —  ${}^3H_4$ . При повышенных температурах в восприимчивости начинают принимать участие высокие уровни: в случае иона  $Ce^{3+}$  — уровень  ${}^2F_{7/2}$ , а в случае  $Pr^{3+}$  — уровни  ${}^3H_5$  и  ${}^3H_6$ . Расстояние

между уровнями мультиплета может быть определено по правилу интервалов Ланде [6],

$$\Delta E_{I-1, I} = \lambda I,$$

где  $I$  — квантовое число более высокого уровня, а значение константы  $\lambda$  — по формуле Гаудсмита [7]. В формулу Гаудсмита входит постоянная экранирования  $\sigma$ , значение которой лежит в пределах  $34 \pm 2$ . Результаты расчета расщепления мультиплетов  $Ce^{3+}$  и  $Pr^{3+}$  для  $\sigma = 34, 35$  и  $36$  приведены в таблице 2. Вычисление восприимчивости проводилось по формуле Ван-Флека [8]

$$\chi = N \sum_I \left[ \frac{g_I^2 \mu_B^2 I(I+1)}{3kT} + \alpha_I \right] \times \\ \times (2I+1) \exp\left(-\frac{E_I}{kT}\right) \left( \sum (2I+1) \exp\left(-\frac{E_I}{kT}\right) \right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $N$  — число Авогадро,  $E_I$  — значение энергии уровня с квантовым числом  $I$ ,  $g_I$  — фактор Ланде,  $\alpha_I$  — член, учитывающий температурно независимый парамагнетизм

$$\alpha_I = \frac{\mu_B^2}{6(2I+1)} \left[ \frac{F_{I+1}}{\Delta E_{I+1, I}} - \frac{F_I}{\Delta E_{I, I-1}} \right],$$

где

$$F_I = \frac{1}{I} [(S+L+1)^2 - I^2][I^2 - (S-L)^2],$$

Таблица 2

Энергетические уровни мультиплета ионов $Ce^{3+}$ и $Pr^{3+}$ (в $см^{-1}$ )				
	$\sigma=34$	$\sigma=35$	$\sigma=36$	
$Ce^{3+}$	$I=5/2$	0	0	0
	$I=7/2$	2524	2129	1782
	$I=4$	0	0	0
$Pr^{3+}$	$I=5$	2123	1803	1521
	$I=6$	4670	3966	3345

а  $S$  и  $L$  — квантовые числа, характеризующие полный спиновый и орбитальный моменты количества движения.

Вычисленные по формуле (3) зависимости  $\chi^{-1}(T)$  для  $\sigma = 34, 35$  и  $36$  проведены пунктирными линиями на рис. 1 и 2. Совпадение результатов расчета и эксперимента является удовлетворительным, что еще раз свидетельствует о том, что в монохалькогенидах на атоме  $Ce^{3+}$  локализован один  $4f$  — электрон, а на атоме празеодима — два.

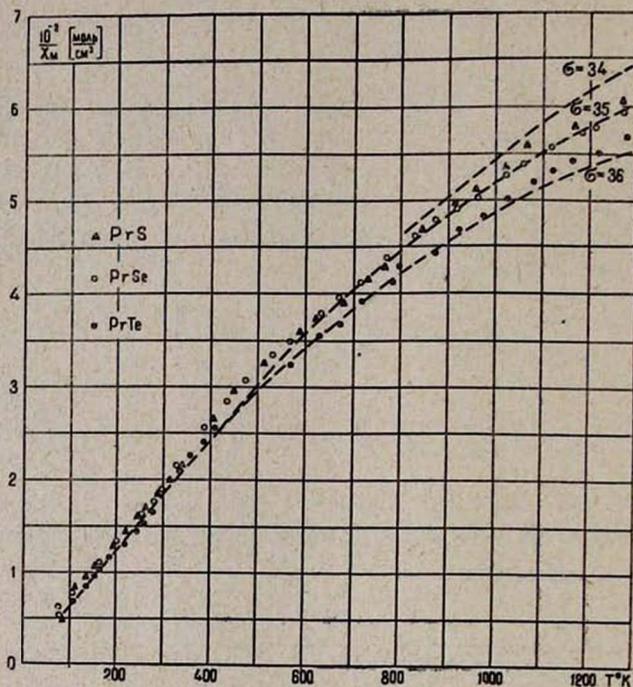


Рис. 2. Зависимость обратной молярной парамагнитной восприимчивости для монохалькогенидов празеодима.

В заключение авторы выражают глубокую признательность проф. Г. А. Смоленскому за руководство работой, проф. В. П. Жузе, В. М. Сергеевой за предоставление образцов для исследования и помощь в обсуждении результатов.

Ереванский государственный университет,  
Институт полупроводников АН СССР,  
г. Ленинград

Поступила 29 июня 1966.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Жузе, А. В. Голубков, Е. В. Гончарова, В. М. Сергеева, ФТТ, 6, 257 (1964).
2. В. Е. Адамян, А. В. Голубков, Г. М. Лошников, В. Н. Федоров, ФТТ, 7, 3372 (1965).
3. L. C. Jackson, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) A 224, 1 (1923).

4. B. N. Figgis, R. S. Nyholm, J. Chem. Soc. 11, 1490 (1958).
5. В. Лоу, Электронный парамагнитный резонанс в твердых телах, М., ИЛ (1962).
6. Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров, М., ИЛ (1949).
7. S. Goudmit, Phys. Rev., 31, 946 (1928).
8. J. H. Van-Vleck, Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, Oxford (1932), p. 135.

ՅԵՐԻՈՒՄԻ ԵՎ ՊՐԱԶԵՆՈՒՄԻ ՄՈՆՈԽԱԼԿՈԳԵՆԻԳՆԵՐԻ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ  
ԸՆԿԱԼՈՒԹՅՈՒՆԸ 100 — 1300 °K ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ, Ն. Պ. ԲՈԴՐՈՎԱ, Ա. Վ. ԳՈԼՈՒԲԿՈՎ, Գ. Մ. ԼՈԳՈՒՆՈՎ, Ե Վ. Վ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Հոդվածում շարադրվում է Ce և Pr-ի մոնոխալկոգենիդների մագնիսական ընկալության չերմաստիճանային կախվածությունը չերմաստիճանային լայն ինտերվալում 100°—1300°K: Խստամասիրությունները պարզել են, որ Ce և Pr իոնները գտնվում են եռավալենտ վիճակում: Քննարկումը տարվում է հաղվագյուտ մետաղների ազատ իոնների մոտավորության դիրքերից: Մագնիսական ընկալության չափման արդյունքները քննարկվում են այս միացությունների էլեկտրական հատկություններին զուգընթաց, որտեղից եզրակացվում է, որ այս միացություններում զսյություն ունի խառը իոնամետաղական քիմիական կապ:

Հոդվածում տրվում է մագնիսական չափումների մեթոդիկայի սեղմ նկարագրությունը, որտեղ օգտագործված է ավտոմատ կվարցային միկրոկշեռք:

MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF MONOCHALCOGENIDES OF  
Ce AND Pr AT 100—1300° K

V. E. ADAMIAN, N. P. BODROVA, A. V. GOLUBKOV, G. M. LOGUINOV,  
V. V. POGOSSIAN

The results of the investigation on the temperature dependence of the magnetic susceptibility of monochalcogenides of Ce and Pr within the temperature region 100—1300°K are given. It is shown that in these compounds the ions of Ce and Pr are trivalent, and that the free ion approximation is valid for the specimens under study. The results of the magnetic susceptibility are discussed in connection with the electrical properties and a conclusion is made on the mixed ion-metallic type of the chemical bound in the investigated monochalcogenides. A brief description of the method of magnetic measurements carried out with the help of automatic quartz microbalance are given.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОНОХАЛЬКОГЕНИДОВ $Ce$ , $Pr$ И $Nd$ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР (4,2—1300° К)

В. Е. АДАМЯН, Г. М. ЛОГИНОВ

В статье излагаются результаты исследований температурной зависимости магнитной восприимчивости соединений  $CeX$ ,  $PrX$  и  $NdX$ , где  $X = S, Se, Te$  при 4,2—1300° К. Оказывается, что почти все (исключения составляют  $PrSe$  и  $PrTe$ ) монохалькогениды при низких температурах становятся антиферромагнетиками, а  $CeSe$  и  $PrS$  — предположительно, слабыми ферромагнетиками. Дается описание методики измерения, при этом основное внимание уделено маятниковому магнитометру оригинальной конструкции, на котором проводились измерения при гелиевых температурах.

Настоящая работа посвящена изучению магнитных свойств монохалькогенидов  $CeX$ ,  $PrX$ ,  $NdX$ , где  $X = S, Se, Te$ . Исследованные соединения были синтезированы из элементов по методу, описанному ранее [1]. Результаты исследований фазового состава образцов рентгенографическими методами показали, что все образцы практически однофазны и имеют хорошо сформированную структуру  $NaCl$ . Для полученных соединений исследовалась зависимость удельного сопротивления и термоэдс в интервале температур 300—1300° К [1], и показано, что монохалькогениды представляют собой соединения с металлическим характером проводимости.

Измерения магнитной восприимчивости в области температур 77—1300° К проводились методом Фарадея на торсионных кварцевых микровесах с автоматической компенсацией [2], с целью выявления валентных состояний исследуемых веществ. Для обнаружения магнитного упорядочения нами были проведены измерения магнитной восприимчивости в области температур 4,2—77° К на маятниковом магнитометре.

Разработанный нами маятниковый магнитометр схематически изображен на рис. 1. Маятник магнитометра представляет собой кварцевую трубку 7 диаметром 4 мм и длиной 850 мм, укрепленную на подставке 9 вертикально около центра тяжести  $O$  при помощи туго натянутых растяжек (толщиной 0,15 мм, шириной 1 мм, длиной 40 мм) из бериллиевой бронзы. Такая система очень чувствительна к силам, приложенным перпендикулярно к нижнему концу трубки. К этому концу прикрепляется образец 11, который помещается в неоднородное магнитное поле.

Сила, действующая на образец, пропорциональна

$$f = M \cdot \frac{\partial H}{\partial X},$$

где  $M$  — магнитный момент образца, а  $\frac{\partial H}{\partial X}$  — градиент магнитного

поля в горизонтальном направлении. Для того, чтобы создать градиент достаточной величины, употреблялись полюсные наконечники магнита специальной формы 12, близкой к рекомендованной Доменикалли [3]. Следует, однако, заметить, что возможно использование наконечников обычного типа [4]. Сила, с которой магнитное поле действует на образец, уравнивается пондеромоторной силой взаимодействия магнетика 6 с соленоидом 5. Отклонения маятника от положения равновесия регистрируются при помощи оптической системы, также изображенной на рис. 1. С помощью этой системы, состоящей из осветителя 1, линз 2, зеркал 3 и дифференциального фотосопротивления 4 типа ФСК-7, отклонение маятника от положения равновесия преобразуется в пропорциональное этому отклонению электрическое напряжение. Последнее может быть зафиксировано при помощи прибора М1. Подобная система регистрации отклонений отличается большой чувствительностью, высокой стабильностью и позволяет осуществить простую систему автоматического уравнивания. В последнем случае напряжение с выхода моста, образованного плечами фотосопротивления, усиленное или повторенное катодным повторителем КП, подается на соленоид системы компенсации через  $RC$ -цепочку, осуществляющую комбинацию жесткой и гибкой отрицательной обратной связи.

В целом прибор позволяет измерять магнитные моменты как пара-, так и ферромагнетиков без изменения конструкции прибора. Исследованные образцы имели массу 5—20 мг и магнитные моменты  $10^{-3}$ — $100$  гс.см<sup>3</sup>/г. При этом, погрешность измерения восприимчивости не превышала 1,5%.

Измерения температуры производились угольным термометром сопротивления, предварительно проградуированным по газовому термометру постоянного объема. Погрешность измерения температуры составляла 0,2—0,5°. Исследования проводились в полях до 15 кэ, причем ток в обмотках электромагнита стабилизировался.

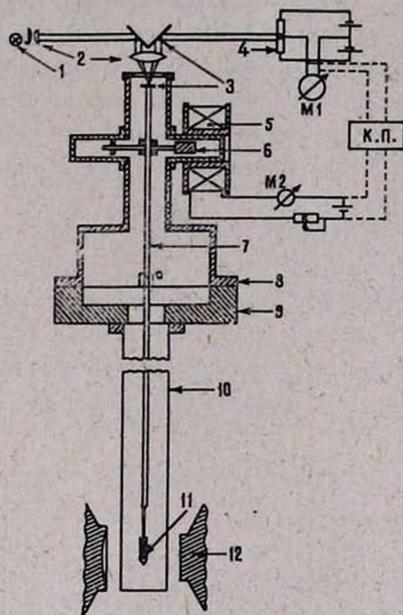


Рис. 1. Поперечное сечение магнитометра.

Исследования показали, что в пределах 75—500° К для цериевых соединений, 50—400° К для соединений празеодима и 70—300° К для соединений неодима выполняется закон Кюри-Вейсса  $\chi = \frac{C}{T-\theta}$ . При

более высоких температурах наблюдаются отклонения от этого закона. Это связано с тем, что мультиплетное расщепление в случае этих соединений при повышенных температурах становится сравнимым с  $kT$ , и для вычисления зависимости  $\chi(T)$  надо пользоваться теорией Ван-Флека, в которой учитываются все уровни мультиплета [5]. Сопоставление результатов измерений и теоретических кривых показало, что в исследованных соединениях редкоземельный металл имеет зарядность равную 3+.

Данные магнитных измерений исследованных монокристаллических соединений приведены в табл. 1. Все соединения, кроме  $PrSe$  и  $PrTe$ , переходят в магнитоупорядоченное состояние. Это связано, по-видимому, с тем, что низшим состоянием иона празеодима в  $PrSe$  и  $PrTe$  в кристаллическом поле является синглет (в соответствии с общей теоремой Крамерса), а следующее состояние с  $I=0$  лежит достаточно высоко.

Таблица 1

Соединение	CeS	CeSe	CeTe	PrS	PrSe	PrTe	NdS	NdSe	NdTe
Число 4 <i>f</i> -электронов	1	1	1	2	2	2	3	3	3
Параметр решетки [ <i>kX</i> ]	5,78	5,99	6,36	5,74	5,95	6,32	5,63	5,90	6,26
$\theta$ пара [° К]	-45	-32,5	-7,5	-47	-34	-26	-24	-9	-14
$T_N$ [° К]	7	12	10(?)	16	—	—	8	14	13
$\mu_{\text{эксп.}}^{\text{эфф.}}$	2,78	2,58	2,49	3,92	3,79	4,0	3,62	3,52	3,54
$\mu^{\text{эфф.}}$ (свободный ион)	2,54	2,54	2,54	3,58	3,58	3,58	3,62	3,62	3,62

В соединениях  $CeSe$  и  $PrS$  ниже точки Нееля возникает слабый спонтанный момент, так что общая намагниченность этих соединений линейно зависит от поля:  $\sigma(H, T) = \sigma_0(T) + \chi(T)H$  ( $\sigma_0 = 0$  при  $T > T_N$ ). Мы считаем, что это обусловлено тем, что эти вещества являются слабыми ферромагнетиками. Пространственная группа, описывающая структуру  $NaCl$  ( $O_h^5$ ) допускает существование слабого ферромагнетизма [6].

Проведена оценка параметров обменного взаимодействия в приближении теории молекулярного поля [7], при этом потенциал обменного взаимодействия записывался в виде [8]

$$V = -\frac{1}{2} \sum_{j,l} A_{jl} (g-1)^2 I_j I_l.$$

Значения параметров обменного взаимодействия между ближайшими ( $A_1$ ) и следующими за ближайшими ( $A_2$ ) соседями оказываются

неожиданно большими, что обусловлено, по-видимому, тем, что косвенный обмен осуществляется электронами проводимости ( $s-f$  взаимодействие).

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. Г. А. Смоленского за руководство, обсуждение результатов и постоянное внимание к работе, проф. В. П. Жузе и сотрудников его лаборатории за любезное предоставление образцов, проф. С. А. Альтшулера, М. М. Зарипова и И. С. Поминова и других сотрудников КГУ за разрешение и помощь в проведении измерений при гелиевых температурах.

Ереванский государственный  
университет,  
Институт полупроводников АН СССР,  
г. Ленинград

Поступила 29 июня 1966

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Жузе, А. В. Голубков, Е. В. Гончарова, Т. И. Комарова, В. М. Сергеева, ФТТ, 6, 269 (1964).
2. В. Е. Адамян, А. В. Голубков, Г. М. Логинов, В. Н. Федоров, ФТТ, 7, 3372 (1965).
3. С. А. Domenicali, Rev. Scient. Instrum., 21, 327 (1950).
4. Kin Hirakawa, Kaz. Hirakawa, S. Yoneyama, Japan. Journ. Appl. Phys. 2, 816 (1963).
5. Van Vleck, The theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, Oxford (1932), p. 135.
6. Е. А. Туров, Теория магнитоупорядоченных кристаллов, Изд. АН СССР, М. (1963).
7. J. S. Smart, Magnetism, v. III, by G. T. Rado and H. Suhl, New-York, London, 1963.
8. Ю. П. Ирхин, ЖЭТФ, 50, 379 (1966).

Ce-ի, Pr-ի և Nd-ի ՄՈՆՈԽԱԼԿՈԳԵՆԻԴՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ  
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ  
ԼԱՅՆ ՄԻՋԱԿԱՅՔՈՒՄ՝ (4,2-ից—1300°K)»:

Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ և Գ. Մ. ԼՈԳԻՆՈՎ

Հոդվածում շարադրվում է CeX, PrX, NdX, որտեղ X = S, Se, Te, միացությունների մագնիսական ընկալության ուսումնասիրության արդյունքները կախված չեթմաստիճանից 4,2—1300°K միջակայքում: Ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ համարյա բոլոր մոնոխալկոգենիդները (բացառությամբ PrSe և PrTe-ի) ցածր չեթմաստիճաններում ցուցաբերում են անտիֆերոմագնիսական հատկություններ, իսկ CeSe և PrS-ը ենթադրաբար ձեռք են բերում թույլ ֆերոմագնիսական (слабый ферромагнетизм) հատկություն:

Հոդվածում բերվում է նյութերի մագնիսական հատկությունների չափման մեթոդիկան, ըստ որում ուշադրությունը հիմնականում կենտրոնացվում է օրիգինալ կառուցվածքի ճոճանակավոր մագնիսամետրի վրա: Վերջինիս օգնությամբ կատարված են չափումներ հելիումական չեթմաստիճաններում:

## INVESTIGATION OF MAGNETIC PROPERTIES OF MONOCHALCOGENIDES *Ce*, *Pr* AND *Nd* WITHIN A LARGE TEMPERATURE INTERVAL (4,2—1300° K)

V. E. ADAMIAN and G. M. LOGUINOV

The results of the investigation of temperature dependence of magnetic susceptibility of the compounds *CeX*, *PrX* and *NdX* where  $X=S, Se, Te$  at 4,2—1300°K are given. It is found that except *PrSe* and *PrTe*, almost all monochalcogenides at low temperature are antiferromagnets, but *CeSe* and *PrS* may be weak ferromagnets. It is given the description of the measurement method the main attention being paid to the pendulum magnetometer of original construction by means of which the measurements at helium temperature was carried out.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДЕТЕКТОР НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ КВАРКОВ И ТЯЖЕЛЫХ  
ОДНОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ

В. В. АВАКЯН, И. П. КАРАБЕКОВ

Вопрос о существовании частиц с  $M \gg M_p$ ,  $Z = 1, 2/3, 1/3$  представляет большой интерес для построения теории элементарных частиц. Поэтому в последнее время проводятся эксперименты по обнаружению этих частиц как на ускорителях [1, 2, 3], так и в космических лучах [4, 5, 6]. Проведенные эксперименты позволили оценить ожидаемую интенсивность и сечение образования искомых гипотетических частиц. В [6] интенсивность кварков в релятивистской области в космических лучах оценивается цифрами  $J\left(\frac{1}{3} e\right) \ll 8,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стp}^{-1}$ ;  $J\left(\frac{2}{3} e\right) \ll 18 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ стp}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ . Столь малая интенсивность

создает значительные трудности для обнаружения этих частиц в космических лучах, а энергетический потолок действующих ускорителей не позволяет генерировать частицы с  $M > 3M_p$ . Поэтому установки, предназначенные для обнаружения кварков в космических лучах, должны быть свободны от физического фона известных частиц.

Во всех приведенных выше экспериментах применялись установки, которые анализировали проходящие частицы по ионизационным потерям. Этот метод позволяет выделять частицы только с дробным зарядом в релятивистской области энергий. Однако, если предположить, что кварки являются сильно взаимодействующими частицами, то на уровне моря можно ожидать большую интенсивность именно нерелятивистских кварков. Более того, сильно взаимодействующие кварки в релятивистской области должны идти с большим сопровождением, которое может принципиально исключить возможность их регистрации в земных условиях. С экспериментальной точки зрения идентификация кварков измерением только ионизационных потерь имеет следующие недостатки. Во-первых, этим методом исключается возможность регистрации частиц с  $Z = 1$ . Во-вторых, если количество кварков, проходящих через установку, меньше или сравнимо с количеством случаев, отмечаемых установкой из-за флуктуации ионизации, то возникает неопределенность.

В настоящей работе предлагается метод детектирования нерелятивистских кварков в потоке космических лучей, который принципиально может быть свободен от физического фона известных частиц. Метод заключается в следующем. Пороговые черенковские счетчики

исключают возможность регистрации частиц, имеющих скорость, превышающую  $\beta_{\text{порог}}$ . Это позволяет регистрировать частицы лишь в определенной области скоростей. Исключение регистрации случаев прохождения частиц с  $\beta \leq \beta_{\text{порог}}$  и имеющих массу  $M \leq 3M_p$  осуществляется поглотителем, толщина которого выбирается так, чтобы эти частицы и генерируемые ими продукты были бы полностью поглощены. В этом случае метод позволит выделить лишь случай прохождения частиц с  $\beta < \beta_{\text{порог}}$  и  $M > 3M_p$  при  $Z \leq 1$ . Предлагаемый метод может быть осуществлен в следующем варианте установки. Установка состоит из двух пороговых черенковских счетчиков с  $\beta_{\text{порог}} = 0.7$ , между которыми расположен сцинтилляционный телескоп из поглотителя, имеющего  $1100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ , и сцинтилляционного счетчика, расположенного под поглотителем. Выбранная толщина поглотителя позволяет исключить частицы с  $M \leq 3M_p$  при  $\beta \leq 0.7$  и продукты, генерируемые ими. При этом будет исключена возможность ложного срабатывания и в случае, когда частица с  $M = 3M_p$  (третий) в верхних слоях поглотителя с коэффициентом неупругости равным единице рождает один релятивистский  $\pi$ -мезон. Приведенный график демонстрирует диапазон скоростей регистрируемых частиц при различных значениях их масс и зарядов.

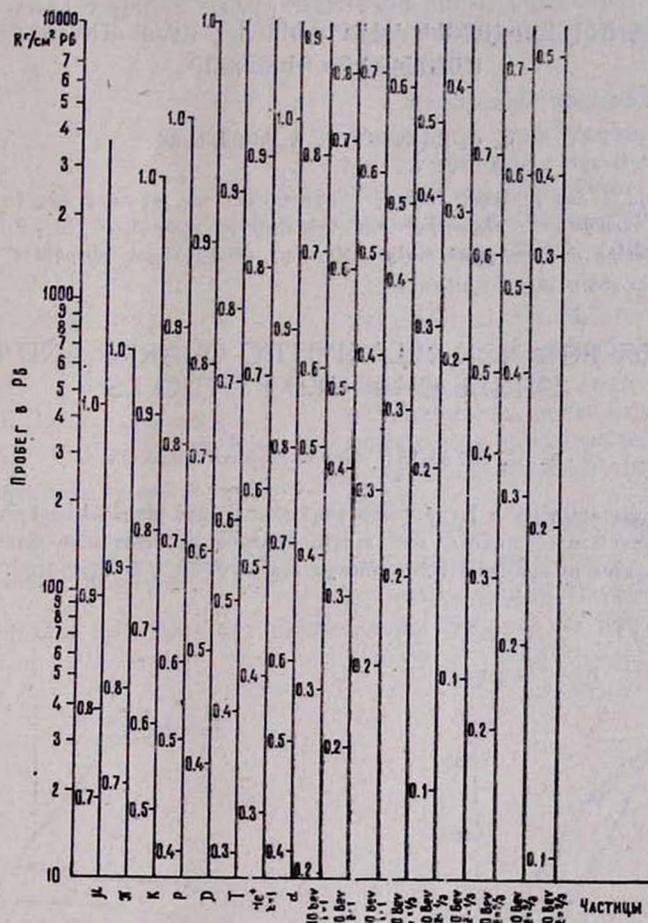
Командный импульс отбирает частицы, которые при прохождении через установку не вызывают высвечивания в черенковских счетчиках, создают импульсы во всех слоях сцинтилляционного телескопа, проходят поглотитель и дают отметку в сцинтилляционном счетчике. При этом будут исключены частицы с  $M \leq 3M_p$  и  $Z = 1$ . Ядра с  $M > 3M_p$  и  $Z > 1$  будут также исключены, так как ионизационный пробег для них равен или меньше пробега протона. Поэтому при выработке командного импульса величина ионизации не участвует. Тем самым масса детектируемых частиц не ограничивается. Вместе с тем величины импульсов, выдаваемых сцинтилляционным телескопом, позволяют судить также о величине заряда регистрируемых частиц.

Расчеты показывают, что для дискриминации  $\beta_{\text{порог}}$  с точностью  $\Delta\beta = \pm 0.01$  с помощью современных высокочувствительных фотоумножителей достаточно иметь толщину черенковского счетчика  $10 \div 12 \text{ см}$ .

Возможны ложные срабатывания установки из-за одновременного прохождения двух частиц, одна из которых имеет  $\beta < 0.7$  и попадает на установку вертикально, другая попадает на установку сбоку, не задевая черенковские счетчики, и проходит через сцинтилляционный счетчик. Для исключения этих случаев необходимо боковые торцы поглотителя покрыть сцинтилляторами, которые будут включены в схему антисовпадений.

Проведена оценка вероятности ложных срабатываний установки от следующих физических явлений: эффекта перезарядки и флуктуации длины ионизационного пробега частицы. Расчеты показали, что вероятность срабатывания установки при двойной перезарядке  $p \rightarrow p \rightarrow p$

и отсутствии ядерного взаимодействия в поглотителе равна  $\sim 10^{-9}$ . Вероятность срабатывания установки из-за флуктуации длины ионизационного пробега при выбранном поглотителе равна  $\sim 10^{-32}$ . Таким образом, минимальный поток кварков, который может быть достоверно зарегистрирован предлагаемым методом с учетом возможного физического фона, может быть оценен  $\sim 10^{-8}$  от потока протонов, захватываемого установкой.



График

Светосила установки может быть сделана достаточно большой. Так, если площадь черенковских счетчиков равна  $10^4 \text{ см}^2$ , а общая высота установки  $200 \text{ см}$ , светосила равна  $2500 \text{ см}^2 \text{ стр}$ . Эта величина на порядок больше светосилы установки, описанной в работе [5].

Ереванский физический  
институт

Поступила 7 апреля 1966,  
после переработки 15 декабря 1966

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. R. O. Morrison, Phys. Lett., 9, 199 (1964).
3. H. H. Bingham et al., Phys. Lett., 9, 201 (1964).
3. L. B. Leipuner et al., Phys. Rev. Lett., 12, 432 (1964).
4. A. W. Sunyar et al., Phys. Rev., 136 B, 1157 (1964).
5. D. A. Delise and T. Bowen, Phys. Rev., 140 B, 458 (1965).
6. H. Kascha, Bulletin of the American Physical Society, NT-4, AD3, 429 (1965).

ՈՉ ՌԵԼԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԿՎԱՐԿՆԵՐԻ ԵՎ ԾԱՆՐ ՄԻԱԼԻՑՔ  
ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐ

Վ. Վ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ի. Պ. ԿԱՐԱՅԵՎՈՎ

Առաջարկվում է մեծ լուսատու ունեցող հարմարանք, որը ազատ է ֆիզիկական ֆոնից և թույլ է տալիս դետեկտել ոչ ռելյատիվիստիկ էներգիաների տիրույթում ( $\beta < 0.7$ ) երեք պրոտոնային զանգվածից մեծ զանգված ունեցող միալիցք մասնիկներ և կվարկներ:

DETECTOR FOR NON-RELATIVISTIC QUARKS AND HEAVY  
SINGLE CHARGED PARTICLES

V. V. AVAKIAN and I. P. KARABEKOV

An arrangement with a large acceptance and free of physical background may be used for the detection of quarks and single charged particles with mass larger than three proton masses in non-relativistic energy region ( $\beta < 0.7$ ) is suggested.

## О НЕКОТОРЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В КРЕМНИИ р-ТИПА

Г. Н. ЕРИЦЯН, И. Д. КОНОЗЕНКО, В. И. ХИВРИЧ

Анализируя результаты измерения эффекта Холла, приведенные в работе [1], можно предположить, что при действии гамма-излучения  $Co^{60}$  на набор образцов кремния р-типа, помимо обнаруженных авторами [1] электронных уровней радиационных дефектов 0,35 эв, 0,28 эв, 0,21 эв, расположенных выше валентной зоны, существуют дефекты с более глубокими энергетическими уровнями.

Авторы не приводят каких-либо данных об этих уровнях.

Нами при исследовании действия гамма-излучения  $Co^{60}$  на более широком наборе образцов кремния р-типа (0,17 ÷ 3000 ом·см, с одинаковой плотностью дислокаций— $10^4$  см $^{-2}$ ) были также обнаружены эти глубокие уровни и установлено (рис. 1), что скорость образования их пропорциональна концентрации основных носителей, т. е. концентрации легирующей примеси—бора.

Следует отметить, что способ получения монокристаллов кремния р-типа, дающий разную концентрацию кислорода, не оказывает какого-либо влияния на эту зависимость.

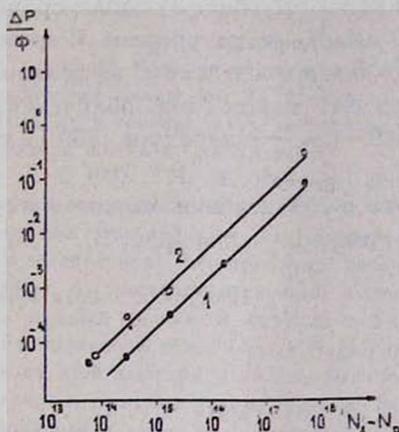


Рис. 1. Зависимость скорости введения глубоких уровней от концентрации легирующей примеси бора. 1—доза облучения  $10^{19}$  р/см $^2$ . 2—доза облучения  $10^{16}$  р/см $^2$ .

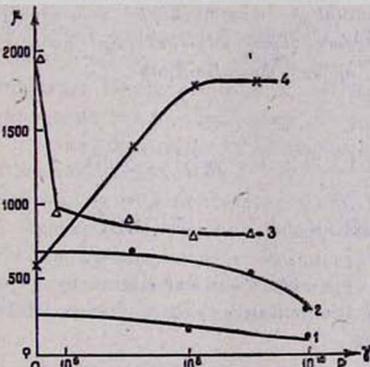


Рис. 2. Зависимость холловской подвижности дырок от дозы гамма-облучения для образцов: 1—удельное сопротивление 0,17 ом·см, выращен методом зонной плавки, 2—удельное сопротивление 17 ом·см, выращен методом Чохральского, 3—удельное сопротивление 100 ом·см, выращен методом зонной плавки, 4—удельное сопротивление 500 ом·см, выращен методом Чохральского. Значения подвижности взяты при температуре 200°K.

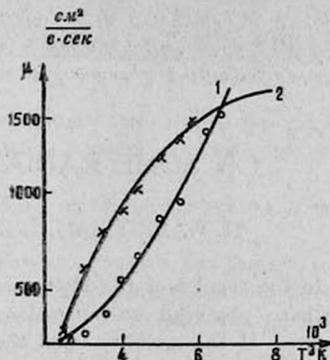


Рис. 3. Температурная зависимость холловской подвижности дырок для образца с  $\rho = 3000$  ом·см, выращенного в зонной плавке до—1 и после—2 гамма-облучения.

Исходя из этого можно предположить, что в образовании глубоких уровней существенную роль играет основная примесь, а именно примесь бора.

Авторами вышеупомянутой работы [1] наблюдалось также аномальное увеличение подвижности дырок при низких температурах, когда уровень Ферми достигал уровня радиационных дефектов.

Это происходило после больших интегральных доз гамма-облучения: выше  $10^{10} p/cm^2$ . Мы же наблюдали резкое увеличение подвижности в образцах с  $\rho = 500 \text{ ом}\cdot\text{см}$  и  $3000 \text{ ом}\cdot\text{см}$  (рис. 2) после сравнительно малых доз гамма-облучения ( $10^7 p/cm^2$ ), когда уровень Ферми еще слабо изменялся. Возможно, что это явление связано с эффектом упорядочения структуры под воздействием малых доз облучения, хотя образцы предварительно отжигались при температуре  $300^\circ\text{C}$  в течение 8 часов.

В какой-то мере подтверждением этого объяснения является изменение закона рассеяния дырок после гамма-облучения (рис. 3).

Институт физики АН УССР

Поступила 9 июля 1966

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. Sonder and L. C. Templeton, J. Appl. Phys., 36, 1811 (1965).

#### ՈՐՈՇ ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ P-ՏԻՊԻ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄԵՋ

Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ի. Դ. ԿՈՆՈԶԵՆԿՈ, Վ. Ի. ԽԻՎՐԻՉ

P-տիպի սիլիցիումի վրա շուրի էֆեկտի շարժունների արդյունքների վերլուծությունից դիտվել է շարժունակության անոմալ մեծացում  $\gamma$ -բաղանդներով ուժեղացված հետո, ինչպես նաև շարժունակության շերտաստիճանային կախման օրենքի փոփոխություն:

#### ON SOME RADIATION EFFECTS IN p-SILICON

H. N. ERITSIAN, I. D. KONOZENKO and V. I. KHIVICH

In the results of the Hall measurements of p-Si, after irradiation by  $\gamma$ -quanta, it has been observed an anomalous increase of the mobility and a change of law of dependence of the mobility upon the temperature.

**НОРАЙР МАРКАРОВИЧ КОЧАРЯН**  
1906—1967

Физическая наука Армении понесла тяжелую утрату. 14 марта 1967 г. после тяжелой и продолжительной болезни скончался член-корреспондент Академии наук Армянской ССР, заслуженный деятель науки республики, доктор физико-математических наук, профессор Норайр Маркарович Кочарян.

Н. М. Кочарян родился в 1906 г. в Ереване в семье садовода. В 1925 г. после окончания школы им. Х. Абовяна в Ереване, он в течение двух лет преподавал в средней школе в Степанаване.

В 1927 г. Н. М. Кочарян поступил на физико-математический факультет Ереванского государственного университета, после окончания полного курса которого в 1931 г. был оставлен в качестве ассистента на кафедре физики. В результате научно-педагогической деятельности Н. М. Кочаряна на этой кафедре в 1935 г. было издано первое в Армении руководство по физическому практикуму на армянском языке — единственное пособие для вузов Армении в течение многих лет.

Впоследствии Н. М. Кочарян возглавлял кафедру физики Ереванского государственного университета, а также некоторое время и в политехническом институте.

В начале пятидесятых годов Норайр Маркарович Кочарян в качестве заместителя директора Института физики АН Арм. ССР непосредственно участвовал в его организации, подготовке и подборе научных кадров и создании научно-технической базы для исследований в новой области — физики космических лучей.

Работая в этом институте, Н. М. Кочарян создал сначала в Ереване, а затем на горе Арагац лабораторию для изучения космических лучей.

Итогом многолетней деятельности этой лаборатории явились фундаментальные исследования состава и энергетических спектров космического излучения на высотах 1000 и 3200 м над уровнем моря, а также взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами.

В этих работах ярко проявилось мастерство Н. М. Кочаряна как экспериментатора. Путем использования ряда изящных методических приспособлений ему удалось добиться очень высокой точности в измерении импульсов и масс частиц. Работы Н. М. Кочаряна в области физики космических лучей имеют большое научное значение. В особенности важны исследования поперечных сечений взаимодействия ядерно-активных частиц с энергиями в несколько десятков Бэв с ядрами графита, меди и свинца. Эти работы не потеряли своей актуальности и по сей день, хотя и прошло более десяти лет со дня их опубликования.

Часть этих исследований составила тему докторской диссертации, которую Норайр Маркарович Кочарян успешно защитил в 1955 г.



Работы Н. М. Кочаряна снискали ему известность и получили высокую оценку научной общественности. В 1956 г. Н. М. Кочарян был избран член-корреспондентом Академии наук Армянской ССР.

Имея в виду нужды республики, профессор Н. М. Кочарян в 1960 г. принимает смелое решение заняться развитием новых направлений физики в Армении.

Создание в 1962 г. ЦНИ физико-технической лаборатории АН АрмССР на базе лаборатории физики полимеров физического института организационно оформило дальнейшее развитие крайне необходимых для республики областей физики—физики полимеров, твердого тела и металлофизики.

Несмотря на короткий период существования лаборатории уже можно говорить об успешном воплощении замыслов Н. М. Кочаряна в жизнь.

Действительно, в лаборатории под руководством Н. М. Кочаряна выполнен целый комплекс работ по исследованию физических свойств полимеров. Работы по изучению анизотропных полимеров, в частности, обнаружение полимеров с пьезоэлектрическими и пироэлектрическими свойствами, представляют особый интерес, поскольку открывают новые перспективы для использования полимеров в качестве приемников теплового излучения и ультразвуковых преобразователей.

Созданная Норайром Маркаровичем Кочаряном ЦНИ физико-техническая лаборатория АН АрмССР—это молодой коллектив научных работников, успешно решающий современные задачи науки.

Н. М. Кочаряном опубликовано более 60 научных работ.

Трудно переоценить роль Норайра Маркаровича Кочаряна в воспитании научных кадров. Он, как никто другой, умел распознать возможности и способности каждого, всемерно поддерживал их в стремлении к совершенствованию своих научных знаний.

Правительство Армении высоко оценило заслуги Н. М. Кочаряна в развитии физики и подготовке высококвалифицированных научных кадров в республике, присвоив ему в 1967 г. звание заслуженного деятеля науки.

Необходимо остановиться на человеческих качествах Н. М. Кочаряна. Это был человек большой культуры, огромного такта и неизменной доброжелательности.

Всякий, кто имел счастье обращаться с Норайром Маркаровичем Кочаряном, неизменно ощущал огромное человеческое обаяние его личности, был покорен его простотой, искренностью и огромным жизнелюбием. Эти качества в Н. М. Кочаряне счастливо сочетались с твердостью убеждений и умением их отстаивать.

Светлая память о Норайре Маркаровиче Кочаряне—видном ученом, замечательном педагоге и человеке редких душевных качеств навсегда останется в сердцах людей, знавших его.

## Х Р О Н И К А

### СИМПОЗИУМ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В г. Ереване с 11 по 15 ноября 1966 года состоялся симпозиум по теоретической спектроскопии, созданный Комиссией по спектроскопии АН СССР, Академией наук Армянской ССР и Ереванским государственным университетом.

Тематика симпозиума концентрировалась в основном вокруг вопросов, связанных с определением фундаментальных спектроскопических констант атомов и простейших молекул. Было заслушано и обсуждено 97 докладов, среди которых—11 обзорных, 38—по теоретическим и 48—по экспериментальным работам. В работе симпозиума участвовало 230 специалистов научных учреждений и вузов из 26 городов страны. Материалы симпозиума будут опубликованы Академией наук Армянской ССР.

## Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я

### НОВЫЕ КНИГИ ПО ФИЗИЧЕСКИМ НАУКАМ, ИЗДАННЫЕ В РЕСПУБЛИКЕ В 1966 г.

1. Вопросы физики элементарных частиц, вып. 5, под общей редакцией член-корреспондента АН СССР А. И. Алиханяна. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1966, 750 стр., цена 3 р. 15 к.

Сборник лекций, прочитанных на пятой сессии весенней школы теоретической и экспериментальной физики в Ереване 18—20 мая 1965 г. Содержание: Вступительное слово к лекциям. Разделы: 1. Слабые взаимодействия и несохранение CP—четности. 2. Вопросы электромагнитных взаимодействий. 3. Резонансы в системах элементарных частиц. 4. Симметрия элементарных частиц. 5. Взаимодействие частиц при высокой энергии. 6. Методика эксперимента.

2. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 37, под редакцией академика В. А. Амбарцумяна. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1966, 72 стр., цена 25 к.

Сборник статей, состоящий из 4 работ по материалам астрономических наблюдений, проведенных в Бюраканской обсерватории, и одной работы по методике измерений.

## Х Р О Н И К А

### СИМПОЗИУМ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В г. Ереване с 11 по 15 ноября 1966 года состоялся симпозиум по теоретической спектроскопии, созданный Комиссией по спектроскопии АН СССР, Академией наук Армянской ССР и Ереванским государственным университетом.

Тематика симпозиума концентрировалась в основном вокруг вопросов, связанных с определением фундаментальных спектроскопических констант атомов и простейших молекул. Было заслушано и обсуждено 97 докладов, среди которых—11 обзорных, 38—по теоретическим и 48—по экспериментальным работам. В работе симпозиума участвовало 230 специалистов научных учреждений и вузов из 26 городов страны. Материалы симпозиума будут опубликованы Академией наук Армянской ССР.

## Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я

### НОВЫЕ КНИГИ ПО ФИЗИЧЕСКИМ НАУКАМ, ИЗДАННЫЕ В РЕСПУБЛИКЕ В 1966 г.

1. Вопросы физики элементарных частиц, вып. 5, под общей редакцией член-корреспондента АН СССР А. И. Алиханяна. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1966, 750 стр., цена 3 р. 15 к.

Сборник лекций, прочитанных на пятой сессии весенней школы теоретической и экспериментальной физики в Ереване 18—20 мая 1965 г. Содержание: Вступительное слово к лекциям. Разделы: 1. Слабые взаимодействия и несохранение CP—четности. 2. Вопросы электромагнитных взаимодействий. 3. Резонансы в системах элементарных частиц. 4. Симметрия элементарных частиц. 5. Взаимодействие частиц при высокой энергии. 6. Методика эксперимента.

2. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 37, под редакцией академика В. А. Амбарцумяна. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1966, 72 стр., цена 25 к.

Сборник статей, состоящий из 4 работ по материалам астрономических наблюдений, проведенных в Бюраканской обсерватории, и одной работы по методике измерений.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Ю. К. Кабалаян, А. Г. Мелконян. Определение эффективного дипольного момента полихлоропренового каучука в растворе . . . . .	75
С. А. Хейфец. Влияние затухания колебаний на поперечную диссипативную неустойчивость . . . . .	79
К. А. Ециян, Б. А. Костандян. Динамические кривые переключения пленок с учетом фронта переключающего импульса . . . . .	85
К. А. Наринян. Исследование параметров пленочных конденсаторов с диэлектриком из монооксида кремния на высоких частотах . . . . .	91
В. И. Авунджян, П. А. Безирианиян. Экспериментальное исследование влияния пьезоэлектрических колебаний на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей . . . . .	99
Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов. Влияние центров прилипания на вольтамперную характеристику р-п диодов . . . . .	105
<b>Н. М. Кочарян</b> , Н. А. Налбандян. Влияние растворенного полимера на объемную вязкость растворителя . . . . .	119
В. Е. Адамян, Н. П. Бодрова, А. В. Голубков, Г. М. Логинов, В. В. Полюсян. Магнитная восприимчивость монохалькогенидов церия и празеодима при 100—1300°K . . . . .	126
В. Е. Адамян, Г. М. Логинов. Исследование магнитных свойств монохалькогенидов Се, Те и Рг в широком интервале температур (4,2—1300°K)	132

### Краткие сообщения

В. В. Авакян, И. П. Карабеков. Детектор нерелятивистских кварков и тяжелых однозарядных частиц . . . . .	137
Г. Н. Ерицян, И. Д. Конозвенко, В. И. Хиврич. О некоторых радиационных эффектах в кремнии р-типа . . . . .	141
Personalia. <b>Норайр Маркарович Кочарян</b> . . . . .	143
Хроника . . . . .	145
Библиография . . . . .	145



Յու. Կ. Կարալյան, Լ. Գ. Մկրտչյան, Պոլիէլորոպրենի Էֆեկտիվ դիպոլային մո- մենտի ուսումնասիրութիւնը լուծութիւմ . . . . .	75
Ս. Ա. Հնչֆեց, Տատանումների մարման ազդեցութիւնը ընդլայնական դիսիպա- տիվ անկայունութեան վրա . . . . .	79
Կ. Ա. Եղիլյան, Բ. Ա. Կոստանդյան, Թաղանթների փոխանջատման դինամիկ կո- րեքը, փոխանջատող իմպուլսի աճը հաշվի առնելու դեպքում . . . . .	85
Կ. Ա. Նարինյան, Կրեմնիումի մոնօքսիդից դիէլեկտրիկով Թաղանթային կոնդեն- սատորները պարամետրերի հետազոտումը բարձր հաճախականութիւն- ների դեպքում . . . . .	91
Վ. Ի. Հավուցյան, Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման վրա պլեզոէլեկտրական տատանումների ազդեցութեան փորձնական հետազո- տումը . . . . .	99
Գ. Մ. Ավագյանց, Ա. Ու. Ռահիմով, Կալչողական կենտրոնների ազդեցութիւնը ուղղիչների զուգամագրային ընութագրի վրա . . . . .	105
<b>Ն. Մ. Քոչարյան</b> , Ն. Ա. Նալբանդյան, Լուծված պոլիմերի ազդեցութիւնը լուծիչի ծավալային մածուցիկութեան վրա . . . . .	119
Վ. Ե. Աղամյան, Ն. Պ. Բողոբա, Գ. Մ. Լոգինով, Ա. Վ. Գոլուբևով, Վ. Վ. Պոլոս- յան, Ցերիումի և պրահոդիմի մոնոխալկոգենիդների մագնիսական ընկա- լութիւնը 100°—1300°K ջերմաստիճանների դեպքում . . . . .	126
Վ. Ե. Աղամյան, Գ. Մ. Լոգինով, Се-ի, Рг-ի և Nd-ի մոնոխալկոգենիդների մագնիսական հատկութիւնների ուսումնասիրութիւնը ջերմաստիճանա- յին լայն միջակայքում 4,2°—1300°K . . . . .	132

**Համառոտ հաղորդումներ**

Վ. Վ. Ավագյան, Ի. Պ. Կարաբեկով, Ոչ ուելյատիվիտիկ կվարկների և ծանր միա- լիցք մասնիկների դետեկտոր . . . . .	137
Հ. Ն. Երիցյան, Ի. Գ. Կոնոզենկո, Վ. Ի. Եիվրիչ, P-տիպի սիլիցիումի մեջ որոշ ուղղիցիոն էֆեկտների մասին . . . . .	141
Personalia: <b>Նորայր Մարգարի Քոչարյան</b> . . . . .	143
Լրատու . . . . .	145
Բիբլիոգրաֆիա . . . . .	145