ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խմրագրի տնղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմրագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Ռ. Ա. Սարդարյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան։

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Р. С. Сардарян (ответственный секретарь), Э. Г. Шароян,



к 100-летию со дня рождения в. и. ленина

22 апреля 1970 г. советский народ и все прогрессивное человечество отмечают 100-летие со дня рождения основателя первого в мире социалистического государства, вождя международного рабочего класса Владимира Ильича Ленина.

Ученые Армении, как и ученые всего Советского Союза, отмечая 100-летие со дня рождения Ленина, выражают искреннее восхищение гениальным мыслителем и величайшим ученым. В. И. Ленин не только обогатил и развил теоретическое учение Маркса-Энгельса, но и вооружил им массы, превратил его в практическое оружие рабочего класса. Революционная роль теории и ее единство с революционной практикой нашли блестящее выражение в победе Великой Октябрьской революции.

Для ученых всего мира имеет огромное значение развитие Лениным материалистической диалектики. В работе "Материализм и эмпириокритицизм" Ленин впервые в мире сумел вскрыть и филосовски обобщить революционный смысл величайших научных открытий на рубеже века. Высказанная им мысль о неисчерпаемости материи стала общим принципом научного познания.

С первых дней установления Советской власти В. И. Ленин уделял большое внимание развитию науки. Социалистический строй открыл безграничные вовможности для ее развития. В. И. Ленин писал: "Раньше весь человеческий ум, весь его гений творил только для того, чтобы дать одним все блага техники и культуры, а других лишить самого необходимого-просвещения и развития. Теперь же все чудеса техники, все завоевания культуры станут общенародным достоянием и отные никогда человеческий ум и гений не будут обращены в средства насилия, в средство эксплуатации". Действительно, сегодня наука нашей страны является могучим оружием повышения материального благосостояния и культуры народов Советского Союза.

Темпы роста экономики во все большей степени зависят. от темпов научных исследований и внедрения их результатов в производство. Созданная за годы Советской властп экономическая база позволила для развития науки выделить огромные средства Не случайно, что сегодня Советский Союз может гордиться величайшими достижениями в науке. Создание первого в мире искусственного спутника земли, развитие ядерной энергетики, умножающей энергетические ресурсы страны, сооружение крупнейших в мире ускорителей частиц—далеко не полный перечень достижений советской науки.

Развитие науки в Советском Союзе идет по пути, предначертанным Лениным.

Бессмертные идеи Ленина служат для всех советских людей, в том числе и ученых, неисчерпаемым источником вдохновения и оптимизма.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ К⁰-МЕЗОНОВ В МЕДИ И С ЯДРАМИ С, Сl и F

А. С. АЛЕКСАНЯН

В данной работе излагаются результаты измерений полного сечения взаимодействия K_2^0 -мезонов со средней энергией 120 Мэв в меди, а также определения сечения рождения $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов на ядрах C, Cl и F, содержащихся во фреоне.

Подробное описание экспериментальной установки и методика обработки событий приведены в рэботах [1, 2, 3, 4]. Экспериментальныйматериал получен при облучении 570-литровой фреоновой пузырьковой камеры в нейтральном пучке синхрофазотрова ОИЯИ.

NA - 12.40

1. Определение полного сечения взаимодействия K_2^v -мезонов в меди

Полное сечение взаимодействия K_2^v -мезонов в меди определялось методом выбывания из пучка в условиях "хорошей геометрии" (расстояние от медного поглотителя до пузырьковой камеры ~12 метров, а расхождение пучка $\pm 1^\circ$). Из 50000 стереофотографий, полученных при облучении пузырьковой камеры в нейтральном пучке, $15^{0}/_{0}$ относится к позиции, когда пучок K_2^o -мезонов проходил через дополнительный медный поглотитель.

К распадам K_2^0 -мезонов относили или V° -события с релятивистскими лучами, или со следами, соответствующими остановкам π^{\pm} -мезонов и электронов ($K_{\mu_3}^0$, $K_{\pi^+\pi^-\pi^\circ}^0$, $K_{e_3}^0$ -распады), а также распады $K_2^0 \rightarrow 3\pi^\circ$ [2, 3]. Мониторирование пучка производилось по взаимодействиям нейтронов в рабочей жидкости камеры, к которым причислялись звезды типа $\pi^+ + mp$, где m = 0, 1, 2... (первый способ мониторирования), либо протоны отдачи, вылетающие в небольшом фиксированном телесном угле по отношению к оси пучка (второй способ).

Полное сечение взаимодействия K_2^0 -мезонов в меди для каждого способа мониторирования определяется соответственно выражениями (1) и (2) [4]:

$$\sigma_{1} (K_{2}^{0} Cu) = \frac{1}{nd} \left[\ln \frac{N_{1} (K_{2}^{0}) N_{2} (3B)}{N_{2} (K_{2}^{0}) N_{1} (3B)} + nd \sigma_{1} (n) \right], \qquad (1)$$

$$\sigma_{2} \left(K_{2}^{0} \mathrm{Cu} \right) = \frac{1}{nd} \ln \frac{N_{1} \left(K_{2}^{0} \right) N(p)}{N_{2} \left(K_{2}^{0} \right) \sum_{l=1}^{20} N_{l}(p) \exp\left[-nd \sigma_{l}(n) \right]},$$
(2)

где п—число атомных ядер в см³ меди, d = 6 см—толщина медного поглотителя, $N_1(3b)$, $N_1(K_2^0)$, $\sum_{l=1}^{20} N_l(p) \exp[-nd \sigma_l(n)]$ и $N_2(3b)$, $N_2(K_2^0)$, $N_2(p)$ — число звезд, распадов K_2^0 -мезонов и протонов отдачи $[N_l(p)-$

число звезд, распадов N_2 мезонов и протопов отдачи [M(p)]число протонов отдачи без медного поглотителя; энергетический спектр протонов отдачи (20-200) *Мэв* разбит равномерно на 20 интервалов по 10 *Мэв*], зарегистрированных в пузырьковой камере в первой и второй позициях соответственно, а $\sigma_1(n)$, $[\sigma_1(n)]$ —полные сечения взаимодействия нейтронов в меди при энергии нейтронов большей (меньше) порога рождения π -мезонов—290 *Мэв*

$$[N_1 (3_B) = 503, \sum_{l=1}^{20} N_l (p) \exp [-nd \sigma_l (n)] = 10460, N_1 (K_2^0) = 1421,$$

 $N_2 (3_B) = 138, N_2 (p) = 4150 \text{ m} N_2 (K_2^0) = 305].$

Полное сечение взаимодействия нейтронов в меди выше порога рождения одиночных π -мезонов и вплоть до энергии в несколько сот *Мэв* практически остается постоянным. Поэтому можно считать, что $\sigma_1(n) \sim \text{const}$ и равно (1,188 ± 20) мбарн [5]. Значение $\sigma_1(n)$ выбиралось разным для различных энергетических интервалов (10 *Мэв*) протонов отдачи [6, 7].

В работе [3] было показано, что среди V-событий, интерпретированных как распад K_2^0 -мезона, фон составляет не более $30^0/_0$. По скольку, как видно из формул (1) и (2), для вычисления сечения используется отношение экспериментальных величин, то неопределенность в величине фона не приводит к заметным ошибкам.

Расчеты по формулам (1) и (2) показали, что полное сечение взаимодействия K_2^0 -мезонов в меди, при средней для спектра энергии K_2^0 -мезонов $E_{k_2^0}^{-}=120$ Мэв, равно $\sigma (K_2^0 Cu)=(1,28\pm0,12)$ барн.

Для сравнения в таблице приведены полные сечения взаимодействия K_2^0 -мезонов в меди, полученные в работах [8, 9], а также рассчитанные по оптической модели ядра с привлечением известных данных о потенциалах взаимодействия K^- и K^+ -мезонов при энергиях ~ 100 Мэв [10, 11].

77	1000	1				
1	a	n.	л	24	77	a
-		9			100	

E _{K2} Mas	120	150	950
Эксперимент σ (K ₂ ⁰ Cu) барн	1,28±0,12*	1,12±0,25 [7]	0,938±0,088 [8]
Расчет по оптической модели	1,25	1,20	0,950

* Данная работа.

2. Взанмодействие K⁰-мезонов с ядрами C, Cl и F

Для определения сечения рождения $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов K_2^{0} -мезонами со средней энергией 120 *Мэв* на ядрах С, Сl и F, содержащихся во фреоне, обработано 50000 стереофотографий.

Изучались следующие виды взаимодействий К₂-мезонов:

$$K_2^0 +$$
ядро $\rightarrow A^\circ + n\pi +$ ядро*,

$$K_2^0 + ядро \rightarrow \Sigma^\circ + n\pi + ядро^*$$

$$\rightarrow \Lambda^\circ + \gamma \qquad (n=0, 1, 2\cdots). \qquad (1)$$

В пузырьковой камере регистрировался распад $\Lambda^{\circ} \rightarrow p\pi^{-}$. Зная поток K_{2}^{0} -мезонов, прошедших через камеру, и число взаимодействий типа (1), мы имели возможность оценить сечение подобных процессов с ядрами С, Cl и F.

Для определения полного потока K_2^0 -мезонов, прошедших через пузырьковую камеру, мы использовали распады типа $K_2^0 \rightarrow 3\pi^\circ$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$, так как указанные моды распада хорошо идентифицируются в нашей установке. После вычета всех фоновых событий нами было выделено 89 случаев, отнесенных к распаду $K_2^0 \rightarrow 3\pi^\circ$ и $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$ [2, 3, 4]. Учитывая вероятность регистрации γ -квантов, эффективность поиска событий при просмотре и распад по другим каналам, полное число распадов K_2^0 -мезонов в рабочем объеме камеры оказалось равным 740±110. Исходя из этого числа, среднего импульса K_2^0 -мезона $\overline{p}_{K_2^0}$ =350 *Мэв/с* и времени жизни, поток K_2^0 -мезонов,

прошедших через пузырьковую камеру (l=60 см по пучку), оказался равным $(15\pm2,5)\cdot10^3$.

Идентификация Λ° —гиперонов производилась по углам разлета и пробегам вторичных частиц, протона и π^- мезона. Протоны и π^- мезоны идентифицировались по ионизации и многократному рассеянию. Среднеквадратичная ошибка в определении Q при распаде Λ° -гиперона по схеме $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \pi^- + Q$ (Q = 37,6 Мэв) равна ± 8 Мэв. Для дальнейшего анализа отбирались V°-события в интервале $24 \leqslant Q \leqslant$ $\leqslant 60$ Мэв.

Основной вклад фона, имитирующего распад $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов, давали нейтронные звезды типа $\pi^- + mp$ (при m = 1). Вычитание фона производилось по звездам типа $\pi^- + mp$ ($m = 2, 3 \cdots$), вызванным быстрыми нейтронами. Очевидно, что распределение по Q для $\pi^- + p$ (Λ° -гиперонов) и звезд типа $\pi^- + mp$ (в последнем случае измеряется Q для π^- -мезона и наиболее энергичного из протонов) должно быть подобным. Предварительно пронормировав распределения по Q в области Q > 60 Мэв и Q < 24 Мэв на спектр, включающий $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гипероны, производилось вычитание фона. В результате выделено 185 V° -событий, удовлетворяющих кинематике распада Λ° по схеме $\Lambda^{\circ} \to p + \pi^{-} + Q$ в интервале $24 \ll Q \ll 60$ *Мэв.* После введения поправок на пропуск V°-событий, связанных с вылетом одного из вторичных продуктов из камеры, с неблагоприятной ориентацией плоскости распада, на эффективность поиска при просмотре, а также на распад по нейтральным каналам, нами получено 770 ± 135 случаев, идентифицированных как распады Λ° (Σ°)-гиперонов в рабочем объеме пузырьковой камеры. Число случаев Λ° (Σ°)-гиперонов [N (Λ° , Σ°)=770±135] и потока K_{2}^{0} -мезонов, прошедших через пузырьковую камеру [$N_{\kappa_{2}^{0}} = (15 \pm 2, 5) \times$

 $\times 10^3$], дают для сечения образования $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов во фреоне (среднее значение $A \sim 22$) при средней энергии K_2^0 -мезона $\overline{E}_{K_2^0} = 120 M_{3B}$

следующее значение σ (Λ° , Σ°) = (29 \pm 7) мбарн.

Имеется еще одна работа, в которой измерялось сечение образования $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов на ядрах свинца [12]. В указанной работе получено сечение образования $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -гиперонов на ядрах свинца (при $\overline{E}_{K^0}=100 \ M_{98}$), равное (200±70) мбарн.

В заключение выражаю благодарность А. И. Алиханяну за поддержку при проведении экспериментов, а также Г. И. Мерзону, Л. П. Котенко, А. М. Гальперу, Л. А. Кузину и Е. П. Кузнецову за помощь и обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 21. VIII.1969

ЛИТЕРАТУРА

- А. С. Алексанян, А. И. Алиханян, М. М. Веремеев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Л. А. Кузин, Е. П. Кузнецов, Г. И. Мерзон, ПТЭ, 6, 34 (1961).
- А. С. Алексанян, А. И. Алиханян, А. М. Гальпер, Р. Л. Кавалов, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Л. А. Кузин, Е. П. Кузнецов, В сб. "Вопросы физики элементарных частиц", Изд. АН АрмССР, Ереван, стр. 324, 1963.
- А. С. Алексанян, А. И. Алиханян, А. М. Гальпер, Р. Л. Кавалов, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Л. П. Котенко, Л. А. Кузин, Е. П. Кузнецов, Г. И. Мерзон, ЖЭТФ, 46, 1404 (1964).
- 4. А. С. Алексанян, Диссертация, Физ. институт Госкомитета по использованию атомной энергии СССР, Ереван, 1964.
- 5. V. Alexander, Nedrel, Phys. Rev., 94, 174 (1964).
- 6. М. В. Пасечник, "Вопросы нейтронной физики средних энергий".
- 7. R. Fox, C. Lesith, L. Wonters, K. R. Mackenzie, Phys. Rev. 81, 991 (1951).
- W. K. Panofsky, V. L. Fitch, R. M. Motley, W. G. Chesnut, Phys. Rev. 109, 1353 (1968).
- 9. Т. Fujii, J. Javanovich, F. Turkot, G. T. Zorn, M. Deutsch. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, август, 1964.
- 10. M. Melkanoff, D. J. Prowse, D. H. Stork, Phys. Rev. Let., 4, 183 (1960).
- G. Igo, G. Ravenhall, J. J. Tiemann, J. Lannuti, G. Goldhaber, S. Goldhaber, Bull. of the Am. Phys. Soc. 2, 311 (1967).
- 12. Д. В. Няцу, Э. О. Оконов, Н. И. Петров, А. М. Розанова, В. А. Русаков, ЖТЭФ, 42, 435 (1962).

2. U. ULBPUULSUL

Աշխատանքում բերված են 120 մէվ միջին էներդիայով օժտված K_2^0 մեզոնների պղնձում փոխաղդեցունյան լրիվ կտրվածքի չափման արդյունքները, ինչպես նաև՝ $\Lambda^{\circ}(\Sigma)^{\circ}$ հիպերոնների ծնման կտրվածքները՝ ֆրեոնում պարունակվող C, Cl ու F միջուկների վրա։

αημέλαται K_2^0 άδηπδύδρη ψαημαημοτιβιού ιρής μαρήμουρ δωστη υπωσημο ξ σ(K_2^0 Cu) = =(1,28±0,12) μωρύ, ήμη Λ° (Σ°) δημηραδύδρη δύσωυ ημημωση δωστης σ(Λ° (Σ°)= =29±7 σμωρύ.

INTERACTION OF K₂^o-MESONS IN COPPER AND WITH C, CI, F-NUCLEI

A. S. ALIEXANIAN

The results of measurements of the total cross section of K_2^0 -meson interaction with an average energy of 120 MeV in copper as in well as of $\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ})$ -hyperon production in C, Cl, F-nuclei are presented.

The total cross section of K_2^0 -meson interaction in copper, σ (K_2^0 Cu) = (1,28 \pm \pm 0.12) barn, and the hyperon production cross section, σ (Λ° , Σ°)=(29 \pm 7) mbarn.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОЛУПЛОСКОСТИ

Ю. М. АЙВАЗЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрена дифракция электромагнитной волны на движущейся идеально проводящей полуплоскости.

В системе координат x, y, z положение полуплоскости в момент времени t задается соотношениями x < 0, $-\infty < z < \infty$, y = vt. Полуплоскость движется вдоль оси y со скоростью v (v > 0 при движении полуплоскости в положительном направлении оси y). Падающую на полуплоскость плоскую монохроматическую волну запишем в виде $\vec{E}^{\,\circ} \exp\left(-i\vec{k}\cdot\vec{r}-i\omega t\right)$, $\omega > 0$. Решение дифракционной задачи имеем в виде $\vec{E}^{\,\circ} + \vec{E}$, поле \vec{E} вводится для того, чтобы удовлетворить граничным условиям на полуплоскости. В системе координат, в которой полуплоскость покоится, задача решается, как обычно, методом Винера— Хопфа [1] с учетом условий ребра полуплоскости для выделения правильного физического решения [2]. Решение дифракционной задачи в системе (x, y, z) находится затем путем координатных преобразований. Таким образом для дифрагированного электрического поля в системе координат x, y, z получим следующее выражение:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{A} \exp\left\{-ik_z z - iax - \frac{\lambda}{\gamma} |y - \beta ct| - \frac{ik}{\gamma^2} (ct - \beta y)\right\} d\alpha, \quad (1)$$

где

$$A_{x} = \frac{i}{2\pi\gamma} \frac{E_{x}^{'0} \sqrt{k_{x} + p}}{(a - k_{x}) \sqrt{a + p}} - \frac{i}{2\pi\gamma} \frac{k_{z} E_{z}^{'0} - p E_{x}^{'0}}{p \sqrt{k_{x} + p} \cdot \sqrt{a + p}} + \frac{\beta}{2\pi\tilde{k}} \frac{\text{Sign} (y - vt) \cdot [p^{2} E_{x}^{'0} + k_{x} k_{z} E_{z}^{'0}]}{(a - k_{x}) \sqrt{k_{x} + p} \cdot \sqrt{a - p}}$$
(2)

$$A_{z} = \frac{i}{2\pi\gamma} \frac{E_{z}^{\prime 0}}{a - k_{x}} \frac{\sqrt{k_{x} + p}}{\sqrt{a + p}} + \frac{\beta}{2\pi\tilde{k}} \operatorname{Sign} (y - vt) \times$$

$$\times \frac{\{pak_{z}E_{x}^{\prime 0} - [(a-p)(k^{\prime 2}+pk_{x})-k_{z}^{2}k_{x}]E_{z}^{\prime 0}\}}{p(a-k_{x})\sqrt{k_{x}+p}\cdot\sqrt{a-p}}$$
(3)

$$Ay = \text{Sign} (y - vt) \frac{p \alpha E_x^{\prime 0} + (p + k_x - \alpha) k_z E_z^{\prime 0}}{2 \pi p (\sigma - k_x) \sqrt{k_x + p}} .$$

$$\tag{4}$$

В выражениях (1)-(4) введены следующие обозначения:

$$\gamma E_{x}^{i0} = E_{x}^{0} - \beta H_{x}^{0} = E_{x}^{0} \frac{k}{k}, \quad \gamma E_{x}^{i0} = E_{x}^{0} + \beta H_{z}^{0} = E_{x}^{0} \left[1 + \frac{k\beta}{ky} \right], \quad \gamma^{2} = 1 - \beta^{2}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

И

$$k = \frac{\omega}{c}, \ \lambda = \sqrt{\alpha^2 - p^2}, \ p^2 = \frac{k^2}{k^2} - k_z^2, \ \widetilde{k} = k + \beta k g.$$

Ветвь корня $\lambda = \sqrt{\alpha^2 - p^2}$ выбрана таким образом, что $\text{Re}\lambda > 0$ при $|\text{Im } \alpha| < |\text{Im } p|$.

В выражении (1) интегрирование по а можно провести точно с помощью известных интегралов (напр. [1]). Для краткости приводить выражения для интегралов мы не будем, а рассмотрим спектральный состав излучения.

Для того чтобы определить спектральный состав дифрагированного поля, найдем, например, фурье-компоненту $\widetilde{E}_{y, 2}$. Учитывая (1) и (4), получим

$$\vec{\tilde{E}}_{y,\ 2}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int \vec{\tilde{E}}_{y}(\vec{r},t) e^{t2t} dt = \frac{\dot{t}\gamma^{2}}{\pi c\beta^{2}} \times$$

$$\times \int \frac{Sign\left(y-vt\right)(\widetilde{k_{1}}^{-2}-\widetilde{K})A_{y}}{\alpha^{2}-K_{x}^{2}}\exp\left[-ik_{z}z-i\alpha x+\frac{i}{\beta}(\widetilde{K}-\widetilde{k})y\right]d\alpha, \quad (5)$$

где введены обозначения $K = \Omega c^{-1}$, $K_x^2 = p^2 - \frac{\gamma^2}{\beta^2} \left(K - \frac{k}{\gamma^2}\right)^2$.

Подынтегральное выражение в (5) не имеет точек ветвления в нижней полуплоскости комплексной переменной α . Поэтому контур интегрирования по α в (5) при x > 0 можно замкнуть в нижней полуплоскости α и интеграл сведется к вычету в полюсе $\alpha = -K_x$, где под K_x понимается положительная величина. Окончательно, после интегрирования по α в (5), будем иметь

$$\widetilde{E}_{y, 2}(\widetilde{r}) = A \frac{\gamma^2}{\beta} \left(\frac{\widetilde{k}}{\gamma^2} - K \right) \left[p \ K_x \ E_x^{0'} - (p + k_x + K_x) \ k_z \ E_z^{'0} \right] \exp \left\{ i \vec{K} \ \vec{r} \right\}, \quad (6)$$

где

$$A^{-1} = -2\pi c_{\beta}^{\beta} K_{x} \sqrt{k_{x}+p} \cdot \sqrt{-K_{x}-p} (K_{x}+k_{x}) p, K_{z}=-k_{z}, K_{y}=$$
$$= \frac{1}{\beta} (K-\tilde{k}).$$

В полупространство x>0 дифрагируют только те волны, частоты ко-

торых удовлетворяют условию $p^2 - \frac{\gamma^2}{\beta^2} \left[K - \frac{\widetilde{k}}{\gamma^2} \right]^2 > 0$. Из этого условия

видим, что частоты дифрагированных волн заключены в пределах

$$\frac{\widetilde{k}}{\gamma^2} - \frac{|\beta|}{\gamma} \left(\frac{\widetilde{k}^2}{\gamma^2} - k_z^2\right)^{1/2} < \frac{\Omega}{c} < \frac{\widetilde{k}}{\gamma^2} + \frac{|\beta|}{\gamma} \left(\frac{\widetilde{k}^2}{\gamma^2} - k_z^2\right)^{1/2}.$$
(7)

Дифрагированные волны с частотой Ω излучаются в направление, которое в сферической системе координат $y = r \cos \theta$, $z = r \sin \theta \cos \varphi$, $x = r \sin \theta \sin \varphi$ определяется из соотношений

$$\cos \theta = \frac{K_y}{K}, \ \mathrm{tg} \, \varphi = \frac{K_x}{K_z} \, . \tag{8}$$

Таким образом, рассеянное поле представляет собой набор воля различных частот, причем волна каждой частоты распространяется под углами, определенными из условий (8). Спектр дифрагированного излучения, как и следовало ожидать, обрезается с двух сторон.

Аналогично для Ех. г. о получим следующие выражения:

$$\widetilde{E}_{x, \varrho}(\vec{r}) = \mathbf{A} \left[\left\{ p \left(p^2 - K_x^2 \right) - \frac{p^3}{\tilde{k}} \left(\frac{\tilde{k}}{\gamma^2} - K \right) \right\} E_x^{\prime 0} + \left[(K_x + p)(K_x + k_x) - \frac{k_x k_x p \gamma^2}{\tilde{k}} \left(\frac{\tilde{k}}{\gamma^2} - K \right) \right] E_x^{\prime 0} \right] \exp \{ i \widetilde{K} \, \widetilde{r} \, \}, \qquad (9)$$

$$\widetilde{E}_{z,2}(\widetilde{r}) = A \left[p (k_x + p)(K_x + p) E_z^{10} + \frac{\gamma^2}{\widetilde{k}} \left(\frac{k}{\gamma^2} - K \right) \{ p K_x k_z E_x^{\prime 0} - \frac{-[(K_x + p)(k'^2 + pk_x) + k_z^2 k_x] E_z^{\prime 0} \} \exp\{i\widetilde{K} \widetilde{r}\}.$$
(10)

Спектральная интенсивность излучения на частоте Q, W_Q , 'при x>0 определяется выражением

$$\frac{c}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} (\operatorname{Re}\vec{E})^2 dt = \int W_{\Omega} dt, \quad W_{\Omega} = \frac{c}{2} \{ |E_{x, \Omega}|^2 + |E_{y, \Omega}|^2 + |E_{z, \Omega}|^2 \}.$$
(11)

Используя (6—9), (10), для W_{Ω} получим следующее выражение (для простоты рассматриваем только случай $k_z = 0$):

$$W_{2} = \frac{K^{2} \left[\gamma^{2} \left(k'+K_{x}\right)\left(k_{x}+k'\right)^{2} I_{0}^{2}+\left(k'-K_{x}\right)\left(k_{y}+k\beta\right)^{2} I_{0}\right]}{\pi c_{2}\beta^{2} K_{x}^{2} \left(k'+k_{x}\right)\left(K_{x}+k_{x}\right)^{2} k^{2}}, \quad (12)$$

где $k' = \frac{E}{\gamma}$.

 $I_0^{z} = \frac{c}{8\pi} E_{z}^{02}$ -усредненная за период плотность потока в падаю-

щей волне с поляризацией E_z^0 , а $I_0 = \frac{c}{8\pi} (E_x^{02} + E_y^{02})$ -средняя за период плотность потока в падающей волне с вектором поляризации в плоскости (x, y).

Отметим, что в выражении (12) для спектральной плоскости излучения $k'+k_x$ нигде в нуль не обращается, а полюсу $K_x + k_x = 0$ соответствуют две частоты $\Omega_1 = \omega$ и $\Omega_2 = \frac{k(1+\beta^2)+2k_y\beta}{c(1-\beta^2)}$. При $\Omega = \Omega_1 = \omega$

угол падения падающей волны равен углу отражения дифрагированной волны. При $\beta \rightarrow 0$, W_2 обращается в бесконечность как β^{-2} . В ультра-

релятивистском случае при $\beta \to \pm 1$, $\gamma \to 0$, $K_x = \sqrt{2K\tilde{k} - \tilde{k}^2}$, $K_y = K - \tilde{k}$, $\tilde{k} = k \pm k_y$. В этом предельном случае первый член в числителе (12) обращается в нуль.

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому за постановку задачи и обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 8. VIII. 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Нобл, Метод Винера-Хопфа, ИЛ, М., 1962.

2. Ю. М. Айвазян, Д. М. Седракян, ДАН АрмССР, 39, 81 (1964)

- 3. Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский, УФН, 88, 209 (1966); УФН, 94, 377 (1968).
- 4. Lec, Mattre, Canad. J. Phys., 45, № 9, 2999 (1967).

5. Tsandoulas, Proc. IEEE, 56, № 10, 1749 (1968).

6. Censor, IEEE Trans., MTT, 17, № 3, 154 (1969).

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ՇԱՐԺՎՈՂ ԿԻՍԱՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Աշխատանքում դիտարկվում է Հարթ էլնկարամադնիպական ալիքի դիֆրակցիան շարժվող իդհալական հաղորդիչ կիսահարթության վրա։ Խնդիրը լուծվում, է Վիննր-Հոպֆի մեթոդով։ Ստացված են արտահայտություններ ցրված դաշտերի անկյունային ու սպեկտրալ բաշխումների և ամպլիտուդների համար։

DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON A MOVING HALFPLANE

Yu. M. AIVAZIAN, O. S. MERGELIAN

14. 18 Mar 1 -

n and an and a second a second

The diffraction of a plane electromagnetic wave on a moving ideally conducting halfplane is considered. The spectrum of scattered radiation and its dependence upon the velocity of the moving halfplane and the scattering angle are obtained and analysed.

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В КВАНТОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. А. РОМАНОВ, В. С. САРДАРЯН

Решена система кинетических уравнений для электронов и фононов в квантованной полупроводниковой пленке. Предполагалось рассеяние электронов зеркальным на поверхностях пленки. Показано, что при заполнении только одного лишь пленочного квантованного уровня коэффициент дифференциальной термо-э.д.с. весьма сильно зависит от толщины пленки и резко возрастает при ее уменьшении.

§1. Введение

Недавно одним из авторов [1] была рассмотрена теория электрон-фононного увлечения в тонких классических полупроводниковых пленках с учетом произвольной степени диффузности рассеяния обоих типов квазичастиц поверхностью. Оказалось, что при определенных значениях параметров диффузности электронов и фононов имеет место минимум увлечения электронов фононами, что совершенно не характерно массивным полупроводникам. Нам не представляется целесообразным лишний раз обосновывать постановку "пленочных" задач, ибо о них говорилось довольно много (см., напр., [1—10]).

Представляется интересным рассмотреть, как влияет эффект увлечения электронов фононами на поведение различных кинетических коэффициентов в размерно-квантованных пленках с невырожденным электронным газом. Насколько нам известно, такая задача еще до сих пор никем не рассматривалась. Предполагается, что электроны рассеиваются на акустических фононах в объеме образца и отражаются зеркально от границ пленки (пленка апроксимируется бесконечной потенциальной ямой). Пусть температура T, концентрация $n_{3,1}$ и толщина L_z таковы, что заполнена только одна пленочная подзона [8]. Спектр носителей зарядов считается квадратичным и изотропным. Слабые электрическое поле E и градиент температуры ∇T приложены вдоль оси X, ось Z—поперек пленки. Выберем систему единиц, в которой $\hbar = k_0 = 1$.

Как уже хорошо известно, при малых концентрациях $(n_{9.1} \ll 10^{15} cm^{-3})$ влиянием неравновесности элетронов на неравновесность фононов можно пренебречь [13]. Таким образом, при низких температурах и, следовательно, при малых концентрациях длинноволновых акустических фононов, играющих существенную роль вэффекте увлечения, релаксация фононов на электронах лимитируется первым порядком теории возмущения.

§ 2. Решение книетических уравнений электронов и фононов

В соответствии с постановкой задачи система уравнений расщепляется на пару независимых, одно из которых имеет вид (для электронов) [1, 12]:

$$\frac{K_{\perp}}{m}\frac{\partial f_{k_{\perp}}^{c}}{\partial z_{k_{\perp}}} \left(\frac{z_{k_{\perp}}-\xi}{T}+\frac{\partial \xi}{\partial T}\right) \nabla T + \frac{K_{\perp}}{m} lE \frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial z_{k_{\perp}}} = \left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{cr} + \left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi}, \quad (1)$$

где 5 - химический потенциал электронов в пленке.

Здесь мы уже произвели замену в левой части уравнения полной электронной функции распределения $f_{k_{\perp}}$ на равновесную $f_{k_{\perp}}^{0}$, пренебрегая возмущением электронной функции фононами. Второе слагаемое в правой части (1) связано с фононным увлечением; K_{\perp} – двумерный волновой вектор электрона в плоскости пленки ($K_{\perp} = \{K_x, K_y\}$).

Для фононной функции распределения имеем

$$\left(\frac{\partial g_{q_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\text{пол.}} + \left(\frac{\partial g_{q_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\text{ст.}} = 0.$$

Запишем столкновительный член в приближении времени релаксации

$$\left(\frac{[\partial g_{q_{\perp}}]}{\partial t}\right)_{c\tau.} = g_{q_{\perp}}\left(\frac{1}{\tau_{\phi\ni}} + \frac{1}{\tau_{\phi}}\right) \equiv \frac{g_{q_{\perp}}}{\widetilde{\tau_{\phi}}}, \qquad (2)$$

где τ_{ϕ_9} — время релаксации фононов на равновесных электронах, τ_{ϕ} — время их неэлектронной релаксации. Полевой член, разумеется, есть

$$\left(\frac{\partial g_{q_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\text{пол.}} = \frac{q_{x}}{q^{2}} \nabla T.$$
(3)

Из (2) и (3) имеем $g_{q_{\perp}} = \nabla T \frac{q_x}{q^2} \tilde{\tau}_{\phi}$.

Для $\tau_{\Phi^3}^{-1}$ существует общее выражение, полученное Гуревичем и Недлиным [11]. В нашем случае квантованной пленки можно получить

$$\frac{1}{\tau_{\Phi\ni}} = \frac{1}{\tau_0} \frac{|C_q|^2 \omega_q \Phi_{q_z}}{q_\perp}$$

где $|q_{\perp}| = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$; C_q — матричный элемент взаимодействия электронов с акустическими фононами, $|q| = \sqrt{q_{\perp}^2 + q_z^2}$ — модуль волнового вектора фонона,

$$\Phi_{q_z} = \frac{L}{L_z^2} \left| \int_0^{L_z} e_{lq_z} \cdot z \sin^2\left(\frac{\pi Z}{L_z}\right) dZ \right|^2;$$

Столкновительный член в правой части (1) можно записать

$$\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\rm cr.} = -\frac{f_{k_{\perp}}^{(1)}}{\tau_{\rm sp}},$$

причем, разумеется, $\tau_{9\phi} \neq \tau_{\phi9}$ по известным соображениям. Здесь $f_{k_{\perp}}^{(1)}$ —неравновесная добавка к функции распределения $f_{k_{\perp}}^{0}$. Для времени релаксации электронов на равновесных фононах $\tau_{9\phi}$ в нашем случае нами получено следующее выражение [7] (см. также работу [14]);

$$\tau_{\ni \phi} = \frac{2\rho V_0^2 L_z}{3\pi E_0^2 m T},$$

где ρ -плотность кристалла, V_0 -скорость звука, m-эффективная масса электрона в кристалле, E_0 -константа деформационного потенциала.

$$\left(\frac{\partial f_{\boldsymbol{k}_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi}$$
 можно записать через интеграл столкновений точно так-

же, как это было сделано нами для $\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{c\tau}$ (см. [5]).

$$\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi} = \sum_{q} W_{k_{\perp}, q}^{ef} \cdot g_{q}.$$
(4)

Здесь $W_{k_{\perp}}$. q-интеграл столкновения электронов с неравновесными фононами [11]. В нашем случае

$$W_{k_{\perp},q}^{ef} = 2\pi |C_q|^2 \omega_q \Phi_{q_z} \frac{\partial f_{k_{\perp}}^{\omega}}{\partial \varepsilon_{k_{\perp}}} \{\delta (\varepsilon_{k_{\perp}+q} - \varepsilon_{k_{\perp}}) - \delta (\varepsilon_{k_{\perp}-q} - \varepsilon_{k_{\perp}})\}.$$
(5)

Используя равенство $|C_q|^2 = \frac{E_{0,\omega q}^2}{2\rho V_0^2 \cdot V}$, а также (5), (4) и (2), получаем

$$\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi} = \frac{\nabla T}{\pi L_{z} \cdot \rho \cdot K_{\perp}} \frac{\partial f_{k_{\perp}}^{0}}{\partial \varepsilon_{k_{\perp}}} m E_{0}^{2} \cos \theta \sum_{q_{z}} \Phi_{q_{z}} \int_{0}^{2R_{\perp}} \frac{q_{1}^{2} dq_{\perp} \quad \overline{\tau_{\phi}}\left(q\right)}{\sqrt{4K_{\perp}^{2} - q_{\perp}^{2}}}$$

V — объем кристалла, θ — угол между К⊥ и осью X. Рассмотрим физически существенный для эффектов увлечения

случай $\tau_{9\phi} \ll \tau_{\phi}$. Ясно, что при этом $\tau_{\phi} \simeq \tau_{\phi}$.

Тогда для
$$\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi}$$
 получаем
 $\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi} = 2m\tau_0 V \frac{\partial f_{k_{\perp}}^0}{\partial \varepsilon_{k_{\perp}}} (K_{\perp} \cos \theta \cdot \nabla T) \Phi\left(\frac{3}{2}; 2, \frac{K_{\perp}^2}{2mT}\right),$ (6)

Здесь $\Phi\left(\frac{3}{2}; 2; \frac{K_{\perp}^2}{2mT}\right)$ вырожденная гипергеометрическая функция.

Ищем решение (1) в виде

$$f_{k_{\perp}}^{(1)} = -\frac{\partial f_{k_{\perp}}^{0}}{\partial \varepsilon_{k_{\perp}}} \chi (\varepsilon_{k_{\perp}}) K_{\perp} \cdot \cos \theta.$$
(7)

Подставляя (7), (6) в (1), получаем для неизвестной функции у:

$$\chi(\mathfrak{e}_{k_{\perp}}) = -\frac{\tau_{\Im\Phi}}{m} \left\{ \left[\frac{\varepsilon_{k_{\perp}} - \xi}{T} + 2m^2 \tau_0 V \Phi\left(\frac{3}{2}; 2; \frac{K_{\perp}^2}{2mT} \right) \right] \nabla T + \nabla (\xi - l\varphi). \right\}$$

§ 3. Вычисление коэффициента дифференциальной термо-э.д.с. и обсуждение результатов

По определению имеем

$$\alpha = \frac{\left| \nabla \left(\frac{\xi}{e} + \varphi \right) \right|}{|\nabla T|}$$

Вычисление а произведем в двух случаях:

a)
$$\frac{2\pi^2}{mL_z^2 T} \simeq 1$$
, 6) $\frac{2\pi^2}{mL_z^2 T} > 1 \ (\simeq 3 \div 5).$ (8)

Тогда для а можно получить соответственно значения

a)
$$\alpha = \frac{1}{e} \left\{ 2 - \frac{\xi}{T} + \pi L_z \sqrt{2\pi m T} \exp\left(\frac{\pi^2}{2m T L_z^2} - \frac{\xi}{T}\right) \right\};$$

6) $\alpha = \frac{1}{e} \left\{ 2 - \frac{\xi}{T} + \frac{4\pi^2 \sqrt{2\pi}}{n_{\text{s.t.}} L_z^4 (m T)^{1/2}} \exp\left(\frac{\pi}{2m T L_z^2}\right) \right\};$

nэл - концентрация электронов в пленке.

Видно, что в выражениях для а, в отличие от результатов [9], появились дополнительные члены, связанные с эффектом увлечения электронов фононами. Уровень Ферми для одного заполненного пленочного уровня есть

$$\exp\left(-\frac{\xi}{T}\right) = \frac{mT}{\pi n_{9\pi} L_z} \exp\left(-\frac{\pi^2}{2mTL_z^2}\right).$$

С учетом этого окончательно для а имеем:

a)
$$\alpha = \frac{1}{e} \left\{ 2 - \frac{\pi^2}{2mTL_z^2} + \ln\left(\frac{mT}{\pi n_{9\pi}L_z^r}\right) + \frac{\sqrt{2}(mT)^{3/2}}{n_{9\pi}} \right\};$$
 (9)
b) $\alpha = \frac{1}{e} \left\{ 2 - \frac{\pi^2}{2mTL_z^2} + \ln\left(\frac{mT}{\pi n_{9\pi}L_z}\right) + \frac{\pi (2\pi)^{5/2}}{n_{9\pi}L_z^4 (mT)^{1/2}} \exp\left(\frac{\pi^2}{2mTL_z^2}\right) \right\}.$ (10)

Рассмотрим теперь случай $\tau_{\Phi_3} \gg \tau_{\Phi}$, при этом $\tau_{\Phi} \approx \tau_{\Phi}$. Для простоты в качестве неэлектронного механизма релаксации возьмем рассея-. ние фононов на границе с характерным временем релаксации $\tau_{\Phi} \sim \frac{L_z}{L_z}$.

При этом

$$\left(\frac{\partial f_{k_{\perp}}}{\partial t}\right)_{\phi} = \frac{7_{\nabla}T}{2\rho V_0} \cdot \frac{\partial f_{k_{\perp}}^0}{\partial z_{k_{\perp}}} \ m E_0^2 K_{\perp} \cos \theta.$$

Отсюда

$$a = \frac{1}{e} \left\{ 2 - \frac{\pi^2}{2mT L_z^2} + \ln\left(\frac{mT}{\pi n_{9\pi} L_z}\right) + \frac{7m^2 E_0^2}{2\rho V_0} \right\}$$
(11)

Используя условия невырожденности электронов в пленке

$$\exp\left(-\frac{\xi}{T}\right)\gg 1$$

и заполнения одного пленочного уровня

$$\frac{2\pi^2}{mTL_z^2} \gg 1,$$

получаем с учетом (9) и (10) для а в двух рассмотренных случаях следующие значения с точностью до отброшенных членов:

a)
$$\alpha = \frac{\sqrt{2\pi} (mT)^{3/2}}{en_{3,1}}$$
,
6) $\alpha = \frac{\pi (2\pi)^{5/2}}{en_{3,1}} \exp\left(\frac{\pi^2}{2mTL_z^2}\right)$. (12)

Как видно из последних равенств, величина α в основном определяет ся как раз эффектом фононного увлечения.

Итак, формулы (12) завершают решение задачи. Следует отметить, что в случае, когда имеется только лишь один заполненный уровень, то термо-э.д.с. определяется, в основном, фононным увлечением и довольно сильно зависит от толщины пленки, резко увеличиваясь при уменьшении L_z.

ИФП СО АН СССР, Новосибирский государственный университет

Поступила 15. VII. 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Сардарян, ФТП, вып. 8 (1969).

2. В. С. Сардарян, Изв. АН АрмССР, Физика 3, 3 (1968).

3 В. С. Сардарян, Изв. АН АрмССР, Физика 4, 2 (1969).

4. В. С. Сардарян, П. П. Вильмс и др., ФТП, 3, 8 (1969).

5. В. С. Сардарян, П. П. Вильмс, Письма ЖЭТФ (1969) (в печати).

6 В. С. Сардарян, А. Ф. Кравченко в др. ФТП, 3, 12 (1969) (в печати).

7. Л. И. Магарилл, А. А. Романов, В. С. Сардарян. ФТП, 3, 8 (1969).

8. В. Я. Демиховский Б. А. Тавгер, ФТТ, 5, 644 (1963).

- 9. Л. И. Магарилл, А. А. Романов, В. С. Сардарян, Тезисы доклада на 3-ем Всесоюзном симпозиуме по электронным процессам на поверхности в тонких монокристаллических слоях полупроводников, Новосибирск (1969).
- 10. В. С. Сордарян, ФТП. 3, 12 (1969) (в печати).
- 11. Л. Э. Гуревич, Г. М. Недлик, ЖЭТФ, 40, 809 (1961).
- 12. А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, физ.-мат. ГИЗ, М.-Л. (1962)-
- И. М. Цидильковский, Термомагнитные явления в полупроводниках, физ.-мат. ГИЗ, М. (1960).
- 14. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, ФТТ, 6, 960 (1964).
- 15. С. М. Скок, В. С. Сардарян, М. Д. Блох, ФТП, 3, 12 (1964).

, ԷԼԵԿՏՐՈՆ–ՖՈՆՈՆԱՅԻՆ ԸՆԴԳՐԿՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ՌՈՄԱՆՈՎ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՑԱՆ

Քվանտացված կիսահաղորդչային ԹաղանԹներում հաշված է դիֆերենցիալ Բերմոէլշուն այն դեպրում, երբ երկու տեսակի կվագի-մասնիկները ԹաղանԹի մակերևույթի կողմից ցրվում են հայելային ձևով։

էլնկարոննների ոչ այլասերված ստատիստիկ բաշխման դեպքում ցույց է տված, որ թերմոէլշուի գործակիցը ուժեղ կերպով կախված է կիսահաղորդչի հաստությունից, մեծանում է, երբ վերջինս փոքրանում է։ Այդ տեղի ունի այն դեպքում, երբ միայն մեկ քվանտային ենթամակարդակ է դրաղված։

THE THEORY OF THF ELECTRON-PHONON CARRYING IN QUANTIZED SEMICONDUCTOR THIN FILMS

A. A. ROMANOV, V. S. SARDARIAN

A system of kinetic equtaions is solved for electrons and phonons in quantized semiconductor thin films. The electron scattering is supposed to be reflective on film surfaces. It is shown, that in filling only one film quantized level, the differential emf ratio highly depends on a film thickness and increases sharply when a film becomes thinner.

hA - 12 401.

К ТЕОРИИ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. САРДАРЯН

В приближении двухтемпературной электронной плазмы решена система кинетических уравнений, расцепленная условиями слабого разогрева и малых неоднородностей. Получены выражения магнетосопротивления и тока в магнитном поле.

Показано, что в случае малых электрических полей имеет место нелинейная зависимость тока от элетрического поля и линейная, помимо квадратичной, зависимость его от магнитного поля, — выпрямление в электрическом и магнитном полях, если поверхности, ограничивающие пленку, несимметричны относительно рассеяния энергии электрона.

1. В настоящее время тонкие проводящие пленки с точки зрения физической кинетики представляют как академический, так и практический интерес [1, 2].

В настоящей работе рассматривается поведение электронного тока в полупроводниковой пленке в сильном, параллельном поверхности, магнитном поле. Толщина пленок порядка длины свободного пробега Z по энергии. Прежде чем перейти к основным уравнениям задачи, обсудим физическую суть ожидаемого эффекта. Электронный газ (скажем, максвелловский) с дрейфом в электрическом и магнитном полях максвеллизуется с температурой решетки на расстоянии порядка Z. Если реализуются такие условия, при которых частота межэлектронных столкновений больше таковой электрон-фононного взаимодействия, то в скрещенных электрическом (параллельно поверхности, что весьма существенно) и магнитном полях локальная электронная температура] Te (Z) может существенно отличаться от равновесной фононной температуры. Причем, так как теплоемкость невырожденной электронной системы гораздо меньше теплоемкости фононов, то малая, поглощаемая от внешнего электрического поля, энергия может существенно повысить электронную температуру. Поперечное магнитное поле, изза разности дрейфовых скоростей электронов в распределении максвелла, может перераспределить электронную температуру: у одной поверхности температура может повыситься, в другой-наоборот. Так как в большинстве случаев подвижность электронов является функцией электронной температуры, то она в магнитном поле может быть распределена по координате Z вдоль нормали пленки. Причем это распределение электронной температуры будет зависеть от того, сколь долго "живут" электроны с температурой Те на противоположных поверхностях пленки, то есть от скоростей релаксации $T_e \rightarrow T_0$ на них. Таким образом, распределение электронной температуры (и следовательно подвижности) будет функцией как свойств поверхностей (скорости релаксации $T_e \rightarrow T_0$), так и направления \vec{H} магнитного поля, (отклоняющего электроны к той или другой поверхности). При физической реализации вышеуказанных обстоятельств величина тока должна содержать линейный (помимо уже известных членов) член по магнитному полю—выпрямление тока в магнитном поле.

2. Пусть электронный газ—максвелловский с температурой T_e , а фононный газ находится при температуре T_0 . Кинетические свойства электронно-фононной системы в этом случае аналогичны таковым же в двухтемпературной плазме, поэтому разумно пользоваться методами кинетики плазмоподобных сред.

За исходную примем систему уравнений, полученную Гинзбургом [3, 4]:

$$\frac{v}{3}\operatorname{div}_{r} f_{1}(r, v) + \frac{e}{3mv^{2}}\frac{\partial}{\partial v} (v^{2}E \cdot f_{1}(r, v)) + S_{0} = 0, \qquad (1)$$

$$v \cdot \operatorname{grad}_{r} f_{0} + \frac{eE}{m^{*}} \frac{\partial f_{0}}{\partial v} \frac{e}{mc^{*}} [H \cdot f_{1}] + S_{1} = 0, \qquad (2)$$

$$f_0 = N \frac{m^{*3/2}}{2\pi K_0 T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m^* v^2}{2K_0 T_e(z)}\right), \ S_1 = \{S_{1x}; \ S_{1z}\}.$$
 (3)

Все обзначения те же, что и в [3, 4].

Выберем систему координат с осью Z по нормали пленки, плоскость пленки пусть совпадает с XOY; $H = H_y$;

 $E = E_x; \ s_{1x} = f_{1x}/\tau_p(T_e); \ s_{1z} = f_{1z}/\tau_p(T_e).$

Приведенное расцепление бесконечной системы уравнений было произведено в предположении малых градиентов соответствующих моментов функции распределения и малости электрического поля. Эти условия, очевидно, гарантируют малое возмущение распределения, но, однако, не обеспечивают полного отсутствия нелинейных эффектов по электрическому полю, а, скорее всего указывают на начало появления нелинейных явлений, что и будет учтено нами.

В соответствии с постановкой задачи будем считать ω_нτ ≫1, где ω_н- циклотронная частота.

3. Первое уравнение умножим почленно на v_0 , проинтегрируем по v от 0 до ∞ и, подставив туда $f_1 = \{f_{1x}, f_{1z}\}$ из второго урванения, получим уравнение второго порядка z относительно электронной температуры. Учитывая, что $(T_e(z) - T_0)/T_0 \ll 1$, сохраним главные порядки членов, далее, интеграл столкновений и среднее по энергии время релаксации электронов разложим в ряд около T_0 . Полученное уравнение относительно электронной температуры следующее:

$$A \cdot \frac{d^2 T_e(z)}{dz^2} - B \cdot \frac{T_e(z)}{L^2} - C \cdot \frac{(eE_x)^2}{m^2} = 0, \qquad (4)$$

где А, В, С — некоторые константы.

 $L = \frac{v_{T_0} \sqrt{\langle \tau_{p_0} \rangle \langle \tau_{e} \rangle}}{2 \omega_H \langle \tau_{p_0} \rangle} - длина пробега электронов по энергии при рассеивании их на тепловых фононах в магнитном поле. Вводя скорость$

отдачи энергии электронами решетке на верхней и нижней поверхностях пленки (обозначенных через a_1 и a_2) и принимзя в качестве граничных условий уравнение баланса поперечного потока энергии) $\left(\sim \int \varepsilon \cdot v_z \cdot f_{1z} d^3 v\right)$, переносимой электронами, когда полный поперечный поток заряда равен нулю, получим граничные условия на уравнение (4):

$$\begin{aligned} \alpha_1 \cdot T_e(z) &= -D \cdot \frac{dT_e(z)}{dz} + Q \cdot eE_x = 0 \\ \alpha_2 \cdot T_e(z) &= D \cdot \frac{dT_e(z)}{dz} - Q \cdot eE_x = 0 \end{aligned}$$
 $D; \ Q = \text{const.}$ (5)

Решив уравнение (4) с учетом (5), получим зависимость электронной температуры от координаты Z. Далее, вычислив плотность тока $\left(\sim e \int f_{1x} v_x d^3 v\right)$, усреднив его по координате Z, игнорируя членами, пропорциональными $\left(\frac{1}{w_H < \tau_{p_0}}\right)^2$ и $\left(\frac{eEL}{T_0 K_0}\right)^2$ (в полном соответ-

ствии с постановкой задачи; сильное магнитное поле и слабое электрическое поле соответственно), получим выражение для плотности тока и изменения сопротивления в магнитном поле:

$$J(H) = \gamma \left[1 + \psi(\lambda)\right], \tag{6}$$

где

$$\gamma = \frac{e^{2}NE_{x}}{m^{*} \langle \tau_{\rho_{0}}^{-1} \rangle}; \ \delta = \alpha_{1}\alpha_{2} \text{ sh } 2\lambda;$$

$$\Psi (\lambda) = \frac{eE_{x}}{m^{*}\omega_{H}}\alpha_{1}\alpha_{2} (\alpha_{2} - \alpha_{1}) \frac{\operatorname{sh}^{2}\lambda}{\lambda \cdot \delta}$$
(7)

 a_1, a_2 — числа порядка единицы, например, при рассеянии на фононах $a_1=3; a_2=0,5$, а на ионах $a_1=1; a_2=1,5; U_{T_s}$ — тепловая скорость электронов при $T_e=T_0$.

Б. Изменение сопротивления в магнитном поле:

$$\Delta \rho (H) / \rho (0) = \left[\left(\langle \tau_{\rho_0} \rangle \langle \frac{1}{\tau_{\rho_0}} \rangle - 1 \right) - \Psi (\lambda) \right] / (1 + \Psi (\lambda).$$

Нетрудно убедиться, что при $\lambda \equiv \frac{2d}{L} \to \infty$ (при переходе к массивным образцам формулы (6, 7, 8) переходят в соответствующие выра-

жения для массивных образцов) (см., напр., [5]), что и следовало ожидать при правильной постановке и решении задачи.

Оценим порядки величин, входящих в коэффициент магнитного выпрямления:

$$K = \frac{|f(H^+) - f(H^-)|}{|f(H^+)|},$$

где индексы сверху "+" и "-" означают два противоположных направления магнитного поля. При

$$<\tau_{p_0}><rac{1}{\tau_{p_0}}>\simeq 1,1;<\tau_{p_0})\simeq 10^{-12}\ cek;\ \omega_H=5\cdot 10^{12}\ cek^{-1};$$

 $<\tau_{z_0}>\simeq rac{<\tau_{p_0}>}{\delta_1};\ rgamma e\ \delta_1=rac{2m^*}{M};\ v_{T_0}=10^{\tau}rac{cm}{cek};$
 $L=10^{-4}\ cm;\ a_1-a_2\simeq a_1,\ a_2;\ a_2\simeq 10^{4}\ rac{cm}{cek};$
 $d\simeq L=10^{-4}\ cm.$

Выпрямление $K = 30^{\circ}/_{0}$, что является вполне измеримой величиной. Следует отметить, что рассмотренная нами задача в формальном смысле (и только!) несколько сходна с задачей по теории магнетодиодов, причем в магнетодиодах большим параметром задачи является длина биполярной диффузии и эффект появляется только в собственных полупроводниках, в нашем же случае большим параметром является длина пробега по энергии и эффект имеет место в примесных полупроводниках.

В заключение выражаю благодарность Вильмсу П. П., впервые экспериментально наблюдавшему рассмотренный эффект и ознакомившему меня с еще неопубликованными данными.

Поступила 12.ХІ.1969

ЛИТЕРАТУРА

- В. С. Сардарян, ФТП, том 3, вып. 8 (1969); В. С. Сардарян, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 155 (1968); С. В. Сардарян, П. П. Вильмс и др. Письма ЖЭТФ, 1969 (в печати); В. С. Сардарян, П. П. Вильмс, А. Г. Клименко и др. ФТП, 3, 8 (1969); Л. И. Магарилл, А. А.: Романов, В. С. Сардарян, ФТП, 3, 8 1969); В. С. Сардарян, П. П. Вильмс, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 91 (1969).
- 2. М. Я. Азбель, УФН, 98, 601 (1969).
- 3. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных воли в плазме, М., "Наука" (1967).
- 4. А. В. Гуревич, ЖЭТФ, 37, 394 (1959).
- 5. А. И. Ансельм, Введение о теорию полупроводников. М., Физ-матгиз (1967).

ՈՒԺԵՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԳԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ ՈՒՂՂՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Պլաղմայի կինետիկ տեսության մոտավորությամբ ցույց է տրված.որ կիսաՏաղորդիչների բարակ թաղանթներում տեղի ունի հոսանքի ուղղում ուժեղ մագնիսական գաշտի ազդեցության տակ, երբ թաղանթի հաստությունը էլեկտրոնների էներգիայի ազատ վազքի ճանապարհի երկարության կարգի է և երբ էլեկտրոն-ֆոնոնային ռելաքսացիայի արագությունները թաղանթի հակադիր մակերևույթների վրա հավասար չեն.

ON THE THEORY OE CURRENT RECTIFICATION IN THE SEMICONDUCTOR FILMS IN A STRONG MAGNETIC FIELD

V. S. SARDARIAN

In the approximation of the plasma kinetic equation it has been shown that there is a current rectification in semiconductor thin films in a strong magnetic field, when the thickness of films is of the order of a mean energy free-path of electrons and when the velocities of energy relaxation on the opposite surfaces of the film are unequal.

ОДНООСНЫЕ РАСТЯЖЕНИЯ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Я. М. ПОГОСЯН, В. А. МАМЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе проводились электронномикроскопические исследования поведения состояния остаточной намагниченности в одноосноанизотропных пленках при растяжении.

Показано, что увеличение константы одноосной анизотропии приводит к уменьшению плотности доменов, осуществляемое как вращательным процессом, так и смещением границ.

Исследование тонких ферромагнитных пленок (ТФП) под действием одноосного напряжения является одним из методов детального изучения их поведения во внешних магнитных полях. Это обусловлено тем, что если коэффициент магнитострикции исследуемого образца $\lambda_s \neq 0$, то напряжение приводит к возникновению новой анизотропии, аддитивной со старой. Энергия новой анизотропии в виде $\frac{3}{2}\lambda_s \sigma$ (σ — напряжение) складывается или вычитается в зависимости от знака λ_s и направления приложенного напряжения.

Увеличение или уменьшение одноосной анизотропии приведет к изменению остальных параметров пленки, так как они (коэрцитивная сила смещения границ (H_c), длина волны ряби намагниченности (λ), дисперсия осей легкого намагничивания (α_{90}), плотность распавшихся доменов (N) и т. д.) являются производными от поля анизотропии.

Исследования вышеуказанных параметров обычно проводились не на уровне электронной микроскопии [1—3], что не позволяло получать данные по микромагнитной структуре.

Электронная микроскопия вошла в арсенал методов исследования тонких пленок. Преимущество ее перед другими методами бесспорно, ибо здесь имеется возможность установления локального направления намагниченности и, в силу высокой разрешающей способности, определить длину волны магнитной ряби.

По исследованию поведения ферромагнитных пленок в электронном микроскопе авторам известна одна работа [4], где наблюдались отдельные элементы влияния напряжений на свойства пленок. В частности, здесь показан процесс поворота вектора намагниченности по обеим сторонам границы, переход границы Нееля в границу типа колючей проволоки, механизм поворота вектора намагниченности и установление перпендикулярной анизотропии.

Следует отметить, что, несмотря на большие преимущества электронной микроскопии в аналогичных исследованиях, осуществление таких экспериментов связано со многими трудностями. В частности, очень трудно осуществить однородное одноосное растяжение пленок толщиной несколько сот ангстрем в зоне объективной линзы микроскопа, где отсутствует свободное пространство. Разработанное нами специальное устройство позволяет преодолеть вышеуказанные трудности и производить исследования пленок, находящихся под однородным одноосным растяжением во внешнем магнитном поле^{*}.

Настоящей работой мы начинаем исследования поведения ТФП, подвергнутых одноосному растяжению.

Результаты и их обсуждение

Пленки получались методом вакуумного испарения сплава 80,20— — Fe/Ni из алундового тигля с помощью электронной бомбардировки на стеклянных подложках, предварительно напыленных каменной солью.

Толщина исследуемых пленок составляла 500—700 Å, коэффициент магнитострикции слабоположителен, отношение $H_c/H_k = 0,5$, угловая дисперсия анизотропии $\alpha_{g0} = 3^\circ$.

Пленки такого типа обычно имеют небольшую остаточную намагниченность в направлении трудной оси и при последующем растяжении по напрявлению оси легкого намагничивания (ОЛН), приводящей к увеличению одноосной анизотропии, остаточная намагниченность исчезает. Факт изчезновения остаточной намагниченности может быть объяснен уменьшением длины волны ряби намагниченности [5], приводящем к уменьшению энергии "гистерезиса ряби" [6] и плотности образовавшихся границ по направлению ОТН [7].

На рис. 1а приводится электронномикроскопический снимок состояния остаточной намагниченности пленки после исходного насыщения ее полями большими $2H_k$. Угловая дисперсия анизотропии измерялась методом Кроутера [8] непосредственно в электронном микроскопе и для этих пленок составляла $2,5^{\circ}\pm0,5^{\circ}$ (за угол дисперсии ОЛН принимается угол вблизи направления ОТН, после насыщения под которым полями большими $2H_k$, разность областей, имеющих противоположные направления намагниченности относительно ОТН, составляет 0,9). Этот способ оценки угловой дисперсии анизотропии удобен тем, что здесь исключается возможность ошибки, связанной с наличием макронеоднородностей в пленке [9] и изменением магнитных характеристик пленки при отделении ее от подложки [10].

С этой целью непосредственно в электронном микроскопе оценивается величина поля анизотропии исследуемого участка пленки, используя выражение для длины волны ряби намагниченности, выведенное Гофманом [11],

$$\lambda = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{\overline{A}}{K_u}} \left(\frac{1}{1\pm h}\right)^{1/2},\tag{1}$$

А — константа обменного взаимодействия, для пермаллоя состава

^{*} О переделке электронного микроскопа будет доложено отдельно.



Рис. 1. Микрофотография изменения доменной структуры пленки при последовательном увеличении одноосного растяжения.



Рис. 2. Изменение длины волны ряби намагниченности под действием внешпего поля: a) H=0, 6) H=0,6 9, в) H=1,2 9.



80/20 - NiFe, равная $10^{-6} \frac{9pi}{cm}$, K_u – константа одноосной анизо-

тропии. Знак ± показывает полярность анизотропии.

По микрофотографиям нескольких состояний ряби намагниченности пленок при различных величинах полей, (рис. 2a, б, в), мы можем определить величину H_k . Коэрцитивная сила— H_c определяется также в электронном микроскопе и соответствует полю появления границ в пленке при перемагничивании ее в направлении ОЛН.

Приложение одноосных напряжений по ОЛН (установление направления оценивается с точностью ±10°) должно привести к увеличению константы одноосной анизотропии, так как исследуемый образец обладает положительным коэффициентом магнитострикции. Величина прикладываемых одноосных напряжений не измерялась.

В данной работе нами рассматривается влияние величины константы одноосной анизотропии на состояние остаточной намагниченности в направлении ОТН. Из рис. 1 видно, что доменные границы являются границами типа Нееля, так как угол между направлением вектора намагниченности и перпендикуляром к границе θ меньше 90°. Рост анизотропии должен привести к увеличению угла θ , т. е. к увеличению общей свободной энергии системы из-за увеличения плотности энергии границ Нееля. С другой стороны, известно, что если насыщать пленку в направлении ОТН после растяжения, то при этом плотность границ в остаточном состоянии естественно будет меньше. Но в нашем случае при имеющейся плотности границ мы увеличиваем величину исходной анизотропии.

На рис. 1 б, в, г приводится серия микрофотографий исследуемой пленки при постепенном растяжении. Из рисун ков видно, что на определенном участке границы, где направленность границы совпадает с направлением растяжения, намагниченность по обеим сторонам границы действительно поворачивается в близлежащее направление ОЛН, что и приводит к переходу границы Нееля в границу типа колючей проволоки, а затем происходит процесс исчезновения соседних границ путем вращения вектора намагниченности. Этот процесс обусловлен появлением магнитостатических зарядов на границе из-за $\theta_1 \neq \theta_3$ по обеим сторонам границ (см. область A на рис. 16, в) и последнее приводит к деформации границ Нееля, при которой θ по обеим сторонам границ становится одинаковым и меньше исходного значения.

Далее наступает момент, когда углы стремятся к нулю из-за поворота границ и тем самым постепенно исчезает домен "а". На рис. 1г приводится этот участок пленки, когда завершился процесс исчезновения доменов "а" и участок пленки при данной величине анизотропии имеет всего лишь одну границу, что можно было бы получить также, если бы исследуемая пленка имела бы высокую исходную анизотропию.

Ереванский государственный университет, кафедра физики металлов и кристаллов

Поступила 29. V.1969

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Буравихин, В. Г. Казаков, В. С. Христосенко, П. П. Круковер, Phys. stat. Sol. 16, 651 (1966).
- 2. A. F. Лесник, Л. М. Сандлер, Phys. stat. Sol. 17, 653 (1966).
- 3. В. А. Джидарян, ФММ, 35, 420 (1968).
- 4. В. А. Буравихин, В. М. Попов, ДАН СССР, 164, 5, 1028 (1964).
- 5. H. Hoffman, J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
- 6. E. Feldtkeller, J. Appl. Phys., 34, 2646 (1963).
- 7. Я. М. Погосян, ФММ, 17, 678 (1964).
- 8. D. O. Smith, K. J. Harte, J. Appl. Phys. 33, 1399 (1962).
- 9. Я. М. Погосян, Диссертация, Ереван, 1965.
- F. T. Wooten, Y. L. Artley, T. C. Pilkington, J. Vacuum. Sci. and Technol. 4, 29 (1967).
- 11. H. Hoffman, Phys. stat. Sol., 5, K 65 (1964).

ԲԱՐԱԿ ՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՄԻԱՌԱՆՑՔԱՑԻՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆ

3m. U. AUJUSUL, 4. 2. UUUSUL, 9. 2. ԵРВЕРАЦІЗЦІ

Աշխատանքում էլնկլտրոմիկրոսկոպիկ հղանակով հետազոտված է միառանցքային անիղոտրոպիայով բարակ ֆերոմագնիսական ԹաղանԹների մնացորդային մագնիսացման վարքը ԹաղանԹների ձգման ժամանակ։

8ույց է տրված, որ միառանցքային անիզոտրոպիայի հաստատունի մեծացումը ինչպես պտտման, այնպես էլ դոմենների սահմանների տեղաջաժրման մեխանիզմով բերում է դոմենների խտունյան փոքրացմանը։

UNIAXIAL EXTENSION OF THIN FERROMAGNETIC FILMS

Y. M. POGOSSIAN, V. A. MAMIAN, P. A. BEZIRGANIAN

Electron microscopic investigation of residual magnetization in uniaxial anisotropic films on extension has been carried out.

It is shown that the increase in the uniaxial anisotropy constant causes the decrease in domains density r due both to rotation process and to the shift of boundaries.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИН ОТДЕЛЬНЫХ СЛОЕВ МНОГОСЛОЙНОЙ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ С ПОМОЩЬЮ ПОЛНОГО ВНЕШНЕГО И ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, М. А. ЦЕРУНЯН, Я. М. ПОГОСЯН, Г. О. ШИРИНЯН

Описана методика определения толщины отдельных слоев многослойных тонких металлических пленок. С помощью полного внешнего и зеркального отражений рентгеновых лучей получена дифракционная картина: чередование интерференционных максимумов и минимумов. Измерив расстояние между этими максимумами, определены толщины слоев двухслойной пленки без разрушения образца. Методика позволяет оценить толщину пленки с точностью 0,50/0.

Как известно, одним из важных вопросов физики тонких пленок является точное определение их толщин. Среди многочисленных методов определения толщин тонких пленок рентгеновский метод занимает особое место. Этот метод имеет высокую точность и дает возможность определить толщину пленки без ее порчи и разрушения.

Согласно уравнениям Френеля при идеальной поверхности разде ла между двумя средами с различными коэффициентами преломления, во всех углах падения вне области полного внутреннего (внешнего) отражения часть энергии падающей волны зеркально отражается, а часть переходит во вторую среду. Однако от реальных поверхностей раздела из-за шероховатости при больших углах падения зеркального отражения не происходит и наблюдается только диффузное рассеяние [1-3].

Максимальный угол скольжения φ_3 зеркального отражения (граничный угол правильного отражения [4]) спределяется соотношением

$$\sin \varphi_3 = \frac{\lambda}{16\hbar}, \qquad (1)$$

где λ — длина падающей волны,

 h — средняя величина расстояния между возвышениями и впадинами шероховатости поверхности раздела.

Как видно из (1), угловая область зеркального отражения (область углов скольжения зеркального отражения простирается от нуля до φ_3) тем меньше, чем больше степень шероховатости поверхности раздела и чем меньше длина падающей волны. Последним и объясняется чрезвычайная малость угловой области зеркального отражения рентгеновых лучей.

Но так как для рентгеновых лучей достаточно мала и угловая область полного внешнего отражения, поэтому обычно для этих лучей

предельный угол скольжения зеркального отражения больше, чем предельный угол скольжения полного внешнего отражения.

В случае, когда подложка нанесена только одним слоем пленки. в пределах углов от граничного угла скольжения полного внешнего отражения до граничного угла скольжения зеркального отражения, часть падающей энергии отражается от передней поверхности пленки, а часть входит в пленку и отражается от передней поверхности подложки. Между этими двумя отраженными волнами происходит интерференция - возникают дифракционные максимумы и минимумы. Как раз эта дифракционная картина используется для определения толщины пленок [4]. Вопрос определения толщины отдельных слоев пленки осложняется, когда пленка состоит из нескольких слоев. Нерентгеновскими методами определение толщин отдельных слоев многослойных пленок можно делать только в ходе нанесения отдельных слоев, что связано с большими трудностями, а иногда с разрушением и приведением в негодность пленки для дальнейшего использования. А рентгеновский метод определения толщин разработан только для однослойных пленок.

В настоящей работе описывается рентгеновский метод определения толщин отдельных слоев многослойной пленки, разработанный авторами.

Допустим, необходимо определить толщины отдельных слоев тонкой пленки, состоящей из двух слоев (рис. 1). Пусть коэффициенты преломления этих слоев значительно отличаются друг от друга (здесь имеются в виду коэффициенты преломления для рентгеновых лучей). В рассматриваемом случае $(n_2 > n_1)$ предельный угол скольжения полного внешнего отражения от второго слоя больше, чем от первого слоя. Действительно, так как $n_1 = 1 - \hat{c}_1$ и $n_2 = 1 - \hat{c}_2$, следовательно, при $n_2 > n_1$ имеем $\hat{c}_1 > \hat{c}_2$ и $\varphi_1 = \sqrt{2\hat{c}_1} > \varphi_2 = \sqrt{2\hat{c}_2}$.

Однако, так как в рассматриваемом случае первый слой граничит



Рис. 1. Схематическое изображение двух слойной пленки Си и Al.

не с воздухом, а со вторым слоем, то относительный коэффициент преломления первого слоя будет

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1-\delta_1}{1-\delta_2} \approx (1-\delta_1)(1+\delta_2) \approx 1-(\delta_1-\delta_2),$$

откуда для предельного угла скольжения полного внешнего отражения первого слоя получим

$$\varphi_1 = \sqrt{2\,\delta_1 - \delta_2}\,.$$

Как видно из последнего, угловая область полного внешнего отражения первого слоя из-за наличия второго слоя несколько сужается и при $\hat{c}_1 \ll \hat{c}_2$ полного внешнего отражения от этого слоя не происходит (чем ближе \hat{c}_4 к \hat{c}_1 , тем меньше φ_1).

Теперь перейдем к исследованию интенсивности отражения рентгеновского монохроматического излучения от вышеуказанной двухслойной пленки. Начиная со скользящего падения лучей по мере увеличения угла скольжения до предельного угла скольжения полного внешнего отражения второго слоя, т. е. до угла $\varphi_2 = \sqrt{2\delta_2}$, происходит полное внешнее отражение от второго слоя (в этих угловых пределах излучение не входит в первый слой). В пределах углов от предельного угла скольжения полного внешнего отражения второго слоя до предельного угла скольжения зеркального отражения этого же слоя часть энергии падающего излучения отражается от первого слоя, а часть входит во вторую среду и отражается от первой среды. В этой области углов происходит интерференция между волнами, отраженными от первой и второй среды. Расстояния между интерференционными максимумами и минимумами в этих угловых пределах обусловлены толщиной второго слоя и связаны с углами скольжения следующими уравнениями:

 $2n_2d_2 \sin \varphi_2 = m_2 \lambda$ максимумы,

$$2n_2d_2\sin\varphi_2 = \left(2m_2+1\right) - \frac{\lambda}{2}$$
 минимумы, (2)

где d2 — толщина второго слоя,

m₂ — целое число.

Здесь необходимо отметить, что так как $\hat{o}_1 > \hat{o}_2$, то часть энергии, проходящей через второй слой, полностью отражается от первого слоя (полное внешнее отражение). В области углов от предельного угла скольжения полного внешнего отражения первого слоя до предельного угла скольжения зеркального отражения часть падающей энергии отражается от поверхности первого слоя, а часть от подложки. Между этими отраженными волнами происходит интерференция. В последнем случае расстояния между образующимися максимумами и минимумами обусловлены толщиной первого слоя:

$$2n_1d_1 \sin \varphi_1 = m_1\lambda - \text{максимумы},$$

$$2n_1d_1\sin\varphi_1 = (2m_1+1)\frac{\lambda}{2}$$
-минимумы, (3)

где d₁ — толщина первого слоя,

m1- целое число, порядок максимумов и минимумов.

Согласно (1), на первый взгляд казалось бы, что угловая область зеркального отражения всех слоев и подложки при одинаковых шероховатостях одинакова и зависит от длины монохроматического излучения. Однако надо иметь в виду, что второй слой граничит с воздухом (n = 1), первый слой со вторым слоем ($n_2 < 1$), а подложка с первым слоем ($n_1 < n_2$). Поэтому в рассматриваемом случае предельный угол зеркального отражения второго слоя можно определить выражением (1), для первого слоя это выражение необходимо несколько видоизменить. Учет указанного обстоятельства для предельного угла зеркального отражения приводит к следующему выражению:

$$\sin \varphi_3' = \frac{\hbar}{16h \left(n_2 - \hat{c}_2 \operatorname{ctg}^2 \varphi\right)} \,. \tag{4}$$

Как видно из (4), угловая область зеркального отражения первого слоя значительно больше второго.

Действительно, несмотря на то, что \hat{c}_2 малая величина ($\hat{c}_2 \sim 10^{-5} \sim -10^{-6}$), но в этих угловых пределах ($\varphi \sim 1'$) величина $\operatorname{ctg}^2 \varphi \sim 10^5$, поэтому $\hat{c}_2 \operatorname{ctg}^2 \varphi \sim 1$, и знаменатель правой части (4) значительно уменьшается, а φ_3 увеличивается.

Этим объясняется то обстоятельство, что с увеличением угла скольжения сначала появляется дифракционная картина, обусловленная вторым слоем, а потом появляется картина, обусловленная первым слоем, интерференции между волнами, отраженными от первого и второго слоев, не наблюдается (см. ниже).

Описание эксперимента и обсуждение результатов

Для исследования были изготовлены двухслойные пленки вакуумным испарением. На стеклянной подложке сначала была нанесена медь, а потом алюминий. Для контрольных исследований были изготовлены и одноослойные пленки меди и алюминия на стеклянной подложке. Исследование проводилось с монохроматическим излучением СиКа ионизационным и фотографическим методами. Исследования были проведены на дифрактометрах УРС-50 ИМ и ДРОН-1. Как от двухслойной пленки (Cu-Al), так и от однослойных пленок (компонентов Cu и Al) были получены диаграммы-записи регистрации ионизацией и рентгенограммы фоторегистрации. На рис. 2-4 приведены рент-(генограммы, полученные от однослойных пленок Al (рис. 2) и Cu рис. 3) и от двуслойной пленки Cu-Al (рис. 4). Рентгенограмма



Рис. 2. Интерференционная картина, полученная от алюминиевой пленки.



Рис. 3. Интерференционная картина, полученная от медной пленки.

приведенная на рис. 4, показывает, что дифракционные максимумы, обусловленные толщиной алюминиевого слоя двухслойной пленки, получились под углом скольжения от 16,5' до 22,5', а максимумы, обусловленные толщиной медного слоя этой пленки, получились под углами скольжения от 26,5' до 43,6'.

Контрольные рентгенограммы, полученные от однослойных пленок алюминия и меди (рис. 2—3), показывают, что, действительно,



Рис. 4. Интерференционная картина, полученная от двуслойной пленки Си и Al.

дифракционные максимумы, полученные в углах 16'39"—22'31" (рис. 2), обусловлены слоем алюминия двухслойной пленки, а максимумы, полученные в углах 26'11"—43'40" (рис. 3), обусловлены слоем меди этой же пленки.

Контроль измеренной толщины осуществляется с помощью оптической многолучевой интерференции [6—8] с того же участка образца. С помощью специального устройства двухслоевые образцы были получены с резкими краями, смещенными друг относительно друга, а после измерения толщины рентгеновским методом вся поверхность покрывалась непрозрачным слоем серебра и измерялись высоты двух ступенек, соответствующих толщинам слоев Al и Cu.

Оказалось, что результаты измерений оптическими и рентгеновскими методами мало отличаются.

Результаты рентгеновских измерений приведены в таблице.

№ образца	Слой	Толщина в Å	
1	медный	431	
1	алюминиевый	585	
2	медный	424	
2	алюминиевый	572	
3	медный	420	
3	алюминиевый	578	

На рис. 4 приведены только рентгенограммы, полученные от первого образца двухслойной пленки. Углы "дифракционных максимумов определены с точностью б", которой соответствует точность определения толщины пленок до $0.6^{0}/_{0}$.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Разработана методика для определения толщины отдельных слоев многослойной пленки без ее разрушения.

2) Точность методики, главным образом, зависит от резкости дифракционных максимумов и от точности определения их угловых размеров. 3) При достаточно резких дифракционных максимумах с помощью дифрактометра ДРОН-1 можно добиться точности определения толщины пленок до 0,3%.

4) С дальнейшим увеличением точности определения углов дифракции можно повысить и точность определения толщины пленки; при определении углов с точностью $\pm 5\cdot 10^{-6}$ радиан, толщину пленки можно определить с точностью $0,1^0/_0$.

Ереванский государственный университет, Институт физ. исследований АН АрмССР

Поступила 8.ХІІ.1969

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Wien-Harms, Handb. d. Exp. Phys., 18, S. 285, Leipzig, 1928.
- 2. W. Feussner, Winkelmann, Hdb. d. Phys., 11. Aufl., Bd VI, 1906, S. 956 ff.
- 3. W. Feussner, Sitzges. Ber. d, Ges. z. Bef. d. Nat.-Wiss. Marburg, 1903, S. 76. '
- С. Метфесель, Тонкие пленки, их изготовление и измерение. Госэнергоиздат, М.-Л., 1963.
- 5. Hdb. d. Phys. Bd XX, S. 13, Berlin, 1933.
- 6. И. Н. Шкляревский, Оптика и спектр., 5, 617 (1958).
- 7. Я. М. Погосян, Изв. АН АрмССР, 16, 131 (1963).
- 8. Я. М. Погосян, П. А. Безирганян, Т. А. Погосян, Оптика и спектроскопия, 4, 613 (1969).

ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ԱՌԱՆՁԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԵՎ ՀԱՅԵԼԱՅԻՆ ԱՆԳՐԱԳԱՐՁՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՑԱՆ, Մ. Հ. ԾԵՐՈՒՆՑԱՆ, Ցա. Մ. ՊՈՂՈՍՑԱՆ, Գ. Հ. ՇԻՐԻՆՑԱՆ

Նկարագրված է բաղմաշերտ մետաղական բարակ Թաղանքների առանձին շերտերի հաստության որոշման մեթոդիկան, Ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ արտաքին և հայելային անդրաղարձման միջոցով ստացված են դիֆրակցիոն պատկերներ՝ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների և մինիմումների հաջորդականություն։ Չափելով այդ մաքսիմումների միջև եղած հեռավորությունը առանց Թաղանթի քայքայման որոշված է երկշերտ մետաղական Թաղանթի առանձին շերտերի հաստությունը,

Տվյալ մեթեոդով կարելի է որոշել թաղանթի հաստությունը 0,5%-ի ճշտությամբ։

DETERMINATION OF THICKNESS OF LAYERS OF A POLYLAYER THIN FILM BY THE METHOD OF COMPLETE EXTERIOR AND MIRROR REFLECTION OF X-RAYS

P. H. BEZIRGANIAN, M. A. TSERUNIAN, Y. M. POGHOSSIAN, G. SHIRINIAN

A method of determination of thickness of different layers of a polylayer thin metallic film is presented. An X-ray diffraction pattern is obtained by complete exterior and mirror reflection. By meaturing the distance between the interference maxima the thickness of the layers of a double layer film is determined, whithout destructing the specimen. By the proposed method the thickness may be determined with an error of not more than $0.5^{0}/_{0}$.
О СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВЕЩЕСТВА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

А. М. РЕЗИКЯН

С помощью теоремы вириала определен множитель Лагранжа, который, в частности, совпадает с множителем Лагранжа, определенным Томасом и Ферми для свободного атома и иона. А взамен приближенного выражения, полученного Слетером и Крутте, для вещества, находящегося под высоким давлением, получено точное выражение. Это в свою очередь дало возможность уточнить ход потенциала в элементарном шаре Вигнера—Зейтца.

Множитель Лагранжа в статистической теории встречается довольно часто, однако определяют его в каждом случае каким-либо частным способом.

Множитель Лагранжа для свободного нейтрального атома, согласно теории Томаса—Ферми (ТФ), равен нулю. Однако, как заметили Слетер и Крутте [1, 2, 3], для нейтрального атома, находящегося под внешним давлением, V_0 должно отличаться от нуля. Для определения V_0 Слетер и Крутте исходили из довольно грубого предположения о независимости потенциала в области центра атома (или вернее элементарного шара Вигиера — Зейтца) от величины внешнего давления. Они получили

$$eV_{0} = [\varphi'_{0}(0) - \varphi'(0)] \frac{e^{2}Z}{\mu}, \qquad (2)$$
$$= \frac{1}{4} \left(\frac{9\pi^{2}}{2Z}\right)^{1/3} \alpha_{0}; \quad \alpha_{0} = \frac{h^{2}}{4\pi^{2}me^{2}}.$$

Здесь $\varphi'(0)$ —значение функции ТФ в центре элементарного шара с внешним давлением, а $\varphi'_0(0)$ —без давления, a_0 — наименьший боровский радиус водородного атома, *h*—постоянная Планка, *Z*—порядковый номер элемента, е и *m*—заряд и масса электрона соответственно.

Ниже мы ограничиваемся рассмотрением сферически-симметричных систем с одним центром, имеющих положительный заряд eZ, и электронного газа плотностью р. Ниже все обозначения взяты из Гамбоша [1].

Кинетическая энергия электронного газа сферической конфигурации будет

$$E_k = \varkappa_k \int \rho^{\frac{5}{3}} dv, \qquad (3)$$

где dv — элемент сферического объема, а r_0 — его радиус.

Если V—потенциал, а V₀—множитель Лагранжа, то для электронного газа в сфере имеет место уравнение ТФ: 3 Известия АН АрмССР, Физика, № 2 А. М. Резикян

 $\varphi''=\frac{1}{\sqrt{x}}\varphi^{\frac{3}{2}},$

где

$$\varphi(x) = \frac{r}{eZ} (V - V_0), \ x = \frac{r}{\mu},$$
$$\varphi = \frac{Z}{4\pi\mu^3} \left(\frac{\varphi}{x}\right)^{\frac{3}{2}},$$

первое граничное условие которого

$$x = 0, \varphi(0) = 1.$$
 (5)

(4)

Второе граничное условие берем произвольным, пригодным для атомов и ионов, свободных и находящихся под внешним давлением. Имея в виду, что

$$\int \varphi'^2 dx = \frac{1}{7} \{(2 \varphi \varphi'_1 - 4 \sqrt{x} \varphi^2 + 5x \varphi'^2), \qquad (6)$$

из (3) после учета (4), (5) и интегрирования получим

$$E_{k} = -\frac{3}{7} \frac{e^{2} \dot{z}^{2}}{\mu} \bigg[\varphi'(0) + (x_{0}\varphi'(x_{0}) - \varphi(x_{0}) + 1)\varphi'(x_{0}) - \varphi'(x_{0}) - \frac{4}{5} \sqrt{x_{0}} \varphi^{\frac{5}{2}}(x_{0}) \bigg] \cdot$$
(7)

А потенциальная энергия

$$E_{p} = -\frac{1}{2} \int e V_{e} \, p dv - \int e V_{k} \, p dv, \qquad (8)$$

 $r_{Ae} V = V_e + V_k,$

$$e V_{k} = \frac{e^{2}Z}{\mu} \frac{1}{x},$$

$$V = e V_{0} + \frac{5}{3} x_{k} \rho^{\frac{2}{3}}.$$
(9)

Учитывая (4), (5), (6), (9), из (8) получим

$$E_{p} = \frac{6}{7} \frac{e^{3} Z^{2}}{\mu} \left[\varphi' \left[\left(0 \right) + \frac{5}{12} \left(x_{0} \varphi' \left(x_{0} \right) - \varphi \left(x_{0} \right) + 1 \right) \varphi' \left(x_{0} \right) - \varphi' \left(x_{0} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\frac{5}{2} \left(x_{0} \right) \right] - \frac{1}{2} e^{\frac{1}{2} \left(x_{0} \varphi' \left(x_{0} \right) - \varphi \left(x_{0} \right) + 1 \right)} \right]$$
(10)

$$-\frac{1}{3}V x_{0} \varphi^{-}(x_{0}) - \frac{1}{2} eV_{0} Z(x_{0} \varphi'(x_{0}) - \varphi(x_{0}) + 1).$$
(10)

В (10) остается неопределенным V₀, его можно определить с помощью теоремы вириала, согласно которой

$$2E_k + E_p = 3\Omega P_0, \tag{11}$$

где Ω объем сферической системы, а P_0 давление электронного газа на ее границе, т. е. в точке $x = x_0$, Так как

TH2 23

$$P_{0} = \frac{2}{3} x_{k} \rho^{\frac{5}{3}}(x_{0}),$$

$$3\Omega P_{0} = \frac{2}{5} \frac{e^{2}Z^{2}}{\mu} \left[\frac{\varphi(x_{0})}{x_{0}}\right]^{\frac{5}{2}} x_{0}^{3}.$$
(12)

Подставляя в (11) соответствующие значения из (7), (10), (13), получим

$$eV_0 = -\frac{e^2 Z}{\mu} \varphi'(x_0).$$
 (13)

Сохраняя общность выражения (13), можно его переписать и в ином виде.

Если общее число электронов в сфере N, то имеет место выражение

$$\int epdv = eN$$
,

которое дает известную связь

$$x_{0} \varphi'(x_{0}) - \varphi(x_{0}) = -q, \quad q = \frac{Z - N}{Z}.$$
 (14)

Так что (13) может быть переписано в виде

$$eV_{0} = -\frac{e^{2}Z}{\mu} \left[\frac{\varphi(x_{0})}{x_{0}} - \frac{q}{x_{0}} \right].$$
(15)

Из (10) и (13) получим потенциальную энергию электронов в окончательном виде:

$$E_{\rho} = \frac{6}{7} \frac{e^2 Z^2}{\mu} \left[\varphi'(0) + (x_0 \varphi'(x_0) - \varphi(x_0) \varphi'(x_0) - \frac{1}{3} \sqrt{x_0} \varphi^2(x_0) \right] \cdot (16)$$

Полную энергию системы $E = E_k + E_p$ получим на основании (7) и (16):

$$E = \frac{3}{7} \frac{e^2 Z^{s}}{\mu} \left[\varphi'(0) + (x_0 \varphi'(x_0) - \varphi(x_0)) \varphi'(x_0) + \frac{2}{15} \varphi^{\frac{3}{2}}(x_0) \right].$$
(17)

Выражения (7), (13), (15), (16), (17) справедливы для атомов и ионов, свободных и находящихся под внешним давлением.

В частности, для атома ТФ, где $\varphi(x_0) = 0$, $x_0 \varphi'(x_0) = -q$ из (17) получим

$$E = \frac{3}{7} \frac{e^2 Z^2}{\mu} \left[\varphi'(0) + \frac{q^2}{x_0} \right],$$

из (15)

$$eV_0 = \frac{e^2 Z}{\mu} \frac{q}{x_0} = \frac{e^2 (Z-N)}{r_0},$$

т. е. получили ранее известные выражения.

Для элементарного шара Вигнера — Зейтца $x_0 \varphi'(x_0) - \varphi'(x_0) = 0$, тогда (17), (18) дают

$$E = \frac{3}{\frac{1}{\sqrt{7}}} \frac{e^2 Z^2}{\mu} \left[\varphi'(0) + \frac{*2}{15} \sqrt{x_{0}} \varphi^{\frac{5}{2}}(x_0) \right],$$

что совпадает с соответствующим выражением, полученным Слетером и Крутте [1, 2]. Далее из (16) при q =0 получим



$$e V_0 = -\frac{e^2 Z}{\mu} \frac{\varphi(x_0)}{x_0}$$
. (18)

Это выражение отличается от выражения (2), полученного Слетером и Крутте.

На рис. 1 приведены кривые зависимости V_0 от $x_0 \left(V_0$ в единицах $K = -\frac{eZ}{\mu} \right)$ для элементарного

шара, сжатого внешними силами. Пунктирные кривые соответствуют данным Слетера и Крутте, а сплошные выражению (18).

Заметная разница кривых объясняется грубостью предположения Слетера и Крутте о независимости потенциала в непосредственной близости ядра от x₀. С уменьшением x₀ разница между кривыми растет, так как при этом потенциал около ядра начинает изменяться значительнее.

Из (4) и (15) получим распределение потенциала внутри сферической конфигурации в виде

$$V=\frac{eZ}{\mu}\left[\frac{\varphi(x)}{x}-\frac{\varphi(x_0)}{x_0}+\frac{q}{x_0}\right],$$

или при наличии нейтральности можно написать

$$V = \frac{eZ}{\mu} \left[\frac{\varphi(x)}{x} - \frac{\varphi(x_0)}{x_0} \right].$$
(19)

Согласно (19), для нейтральной сферической конфигурации с любым сферически-симметричным распределением зарядов, в том числе и для элементарного шара Вигнера — Зейтца, при $x = x_0$, V_0 равно нулю.

На рис. 1 с помощью выражения (19) приведен ход потенциала в зависимости от x в элементарном шаре Вигнера—Зейтца при различных x_0 (сплошные кривые). Одновременно приведены данные Слетера и Крутте по (2) (пучктирные кривые). Отличие $V(x_0)$ от нуля пунктирных кривых объясняется неточностью выражения (2).

Выражаю благодарность Г. М. Гарибяну за обсуждение работы.

Институт радиофизики и электроники АН Арм.ССР

Поступила 22.1Х.1959

ЛИТЕРАТУРА

П. Гамбош, Статистическая теория атома и ее применение, М., Изд. И. (1951).
 J. C. Slater, H. M. Krutte. Phys. Rev., 47, 559 (1935).
 R. P. Feynman, N. Metropolis, E. Teller, Phys. Rev., 75, 1561 (1947).

ՄԵԾ ՃՆՇՄԱՆ ՏԱԿ ԳՏՆՎՈՂ ՆՅՈՒԹԻ ՍՏԱՏԻՍՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ս. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Վիրիալի Սեորեմի օդնունյամբ որոշված է Հագրանձի արտադրիչը ընդՏանուր դեպքի համար։ Մասնավոր դեպքում մեծ ճնշման տակ գտնվող նյունի համար հաշվված է պոտենցիալի բաշխումը Ճշդրտված Հագրանժի արտադրիչով։

ON STATISTICAL THEORY OF SUBSTANCE UNDER HIGH PRESSURE

A. M. RESIKIAN

The virial theorem is usual to determine the Lagrange factor which in particular coincides with that determined by Thomas and Fermi for a free atom and ion. An accurate expression of the Lagrange factor is found for a substance under high pressure and the potential distribution is calculated.

ОДНОВРЕМЕННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДВУХ РАЗНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

There are to be an

- Martin and and and and

Р. Е. МОВСЕСЯН, Ж. О. НИНОЯН

Теоретически рассмотрено одновременное возбуждение двух разных стоксовских воли в среде.

Показано, что при введении потерь для одной из стоксовских волн, происходит увеличение интенсивности второй стоксовской волны.

1. Введение

При теоретическом рассмотрении вынужденного комбинационного рассеяния обычно изучается взаимодействие лазерного излучения с одним колебательным уровнем молекул среды с появлением волн стоксовой частоты первого и высших порядков. Такое рассмотрение соответствует большинству экспериментальных данных.

Однако использование мощных оптических квантовых генераторов дает возможность одновременного возбуждения в среде двух колебательных уровней с появлением двух разных стоксовских волн [1, 2, 3].

В настоящей работе теоретически исследована зависимость интенсивностей трех волн (лазерной и двух разных стоксовских) от коэффициентов поглощения среды.

В качестве исходных взяты уравнения баланса для интенсивностей:

$$\frac{dI_{e}}{dx} = -I_{e}(G_{1}I_{1} + G_{2}I_{2}),$$

$$\frac{dI_{1}}{dx} = I_{1}(G_{1}I_{e} - \gamma_{1}),$$

$$\frac{dI_{2}}{dx} = I_{2}(C_{2}I_{e} - \gamma_{2}),$$
(1)

где I_{\bullet} , I_1 и I_2 — интенсивности лазерного излучения первой и второй стоксовских волн соответственно, γ_1 и γ_2 —коэффициенты поглощения первой и второй стоксовских волн соответственно, G_1 и G_2 — коэффициенты усиления этих волн. Поглощением на длине волны лазерного излучения пренебрегаем.

Система уравнений (1) решена аналитически приближенно и с помощью вычислительной машины.

2. Приближенное аналитическое решение

Для решения системы уравнений (1) предположим, что рассеяние на втором колебательном уровне меньше, чем на первом, то есть $G_{2}I_{2} \ll \ll G_{1}I_{1}$. В этом случае первые два уравнения системы (1) образуют отдельную систему, не зависящую от третьего уравнения:

$$\frac{dI_e}{xx} = -G_1 I_e I_1,$$

$$\frac{dI_1}{dx} = I_1 (G_1 I_e - \gamma_1).$$
 (2)

Из системы (2) получаем уравнение для изменения интенсивности лазерного излучения в среде

$$\frac{d^{2}I_{e}}{dx^{2}} - \frac{1}{I_{e}}\left(\frac{dI_{e}}{dx}\right)^{2} - (I_{e} G_{1} - \gamma_{1}) \frac{dI_{e}}{dx} = 0.$$
(3)

Найти точное аналитическое решение этого нелинейного уравнения невозможно, поэтому мы решим уравнение (3) в следующем приближении: интенсивность лазерного излучения изменяется медленно, то есть предположим, что $\frac{1}{I_e} \left(\frac{dI_e}{dx}\right)^2$ очень мал по сравнению с другими членами уравнения. Это приближение применимо для расстояний

$$x \ll \frac{1}{\sqrt{(G_1 I_e - \gamma_1)^2 + 2 G_1^2 I_e I_1}}$$

Решение уравнения (3) в этом приближении и с начальными ус-

$$I_e(0) = I_{e0}, \ \left. \frac{dI_e}{dx} \right|_{x=0} = -G_1 I_{e0} I_{10}$$

имеет следующий вид:

$$I_{e} = I_{e0} \left[1 - \frac{2G_{1}I_{10} \left(1 - e^{-\delta x}\right)}{\delta(1 + e^{-\delta x}) - (G_{1}I_{e0} - \gamma_{1})(1 - e^{-\delta x})} \right],$$
(4)

где

$$\delta = \sqrt{(G_1 I_{e0} - \gamma_1)^2 + 2G_1^2 I_{e0} I_{10}}.$$

Решая второе уравнение системы (2), дня интенсивности первой стоксовской волны получаем следующее выражение:

$$I_{1} = \frac{4I_{10}\delta^{2}e^{-\delta x}}{\left[\delta\left(1+e^{-\delta x}\right)-\left(G_{1}I_{e0}-\gamma_{1}+2G_{1}I_{10}\right)\left(1-e^{-\delta x}\right)\right]\times} \times \left[\delta\left(1+e^{-\delta x}\right)-\left(G_{1}I_{e0}-\gamma_{1}\right)\left(1-e^{-\delta x}\right)\right].$$
(5)

Из третьего уравнения системы (1) для стоксовской волны имеем

$$I_{2} = I_{20} \left[\frac{2\delta}{\delta (1 + e^{-\delta_{x}}) - (G_{1}I_{e0} - \gamma_{1})(1 - e^{-\delta_{x}})} \right]^{\frac{1}{G_{1}}} \times \\ \times \exp \left[G_{2}I_{e0} - \gamma_{2} - \frac{2G_{1}G_{2}I_{e0}I_{10}}{\delta - G_{1}I_{e0} - \gamma_{1}} \right].$$
(6)

Анализ решений (4), (5) и (6) показывает, что увеличение коэффициента поглощения на длине первой стоксовской волны приводит к понижению порога для второй стоксовской волны. В этом случае интенсивность второй стоксовской волны увеличивается с увеличением коэффициента поглощения первой стоксовской волны (γ_1). При малых расстояниях $\delta x \ll 1$ эта зависимость имеет вид

$$I_{2} = I_{20} \exp \left[(G_{2}I_{20} - \gamma_{2}) x \right] \exp \left[\frac{2G_{1}G_{2}I_{e0}}{G_{10}I_{10}} - \gamma_{1} \right].$$

Интенсивность лазерного излучения при увеличении у1 меняется мало.

3. Численное решение

Система уравнений (1) решена на вычислительной машине "Наири-2" при следующих значениях параметров:

$$G_1 = 10^{-19}, G_2 = 0.85 \cdot 10^{-19};$$

1) $\gamma_1 = 0,3 \ cm^{-1}, \ \gamma_2 = 0,3 \ cm^{-1};$ 2) $\gamma_1 = 0,6 \ cm^{-1}, \ \gamma_2 = 0,5 \ cm^{-1};$

и при начальных условиях

$$I_e(0) = 10^{19}, I_1(0) = 10^{11}, I_2(0) = 0.85 \cdot 10^{11}$$

Приведенные численные значения параметров соответствуют с условиями эксперимента работы [3].

Решение при $\gamma_1 = 0,6 \ cm^{-1}$ и $\gamma_2 = 0,5 \ cm^{-1}$ приведено на рис. 1 Как видно из графиков, интенсивности стоксовских волн сначала ра-

2



1 - 1 2 0 - 10 20 30 40 50 60 70 80 см

Рис. 1. Зависимости интенсивностей возбуждающего и рассеянных излучений от толщины рассенвающей среды; 1—возбуждающее излучение $-\frac{I_e}{I_e(0)}$; 2 – первая



Рис. 2. Зависимости второй стоксовской волны от толщины рассенвающей среды;

1-
$$\frac{I_2}{I_2 \max(\gamma_2=0,3)}$$
 при $\gamma_2=0,3 \ cm^{-1}$,
2- $\frac{I_2}{I_2 \max(\gamma_2=3)}$ при $\gamma_2=0,5 \ cm^{-1}$,
 $\gamma_1=0,6 \ cm^{-1}$.

стут с расстоянием, на одном и том же расстоянии достигают максимального значения, а потом стремятся к нулю. На рис. 2 приведены интенсивности второй стоксовской волны при значениях коэффициента поглощения $\gamma_2 = 0.3 \ cm^{-1}$ ($\gamma_1 = 0.3 \ cm^{-1}$) и $\gamma_2 = 0.5 \ cm^{-1}$ ($\gamma_1 = 0.6 \ cm^{-1}$). Здесь при увеличении поглощения первой стоксовской волны максимальное значение интенсивности второй стоксовской волны увеличивается в 1,6 раза, несмотря на увеличение и собственного коэффициента поглощения.

Все эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [3], в которой исследовано вынужденное комбинационное рассеяние растворов пиридина.

Для выявления области применимости приближенных аналитических формул, на рис. З приведены графики интенсивностей лазерного



Рис. 3. Зависимости интенсивностей возбуждающего излучения и первой стоксовской волны от толщины среды при $\gamma_1 = 0.3 \ cm^{-1}$, $\gamma_2 = 0.3 \ cm^{-1}$. Пунктиром показаны значения аналитических формул.

излучения и первой стоксовской волны (при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,3 \ cm^{-1}$), вычисленные на машине и с помощью формул (4) и (5), при тех же значениях параметров и начальных условий. Легко заметить, что аналитические решения хорошо совпадают с точными численными решениями в области возникновения и роста вынужденного рассеяния.

Ереванский государственный университет

Поступила 1.ХП.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. D. P. Bortfeld, M. Geller, G. Eckhardt, J. Chem. Phys., 40, 1770 (1964). 2. M. E. Мовсесян, Ж. О. Ниноян, Л. Т. Бадалян, Опт. и спектр., 22, 493 (1967). 3. M. E. Мовсесян, Ж. О. Ниноян, Опт. и спектр., 24, 241 (1968).

ԵՐԿՈՒ ՏԱՐԲԵՐ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻԱԺԱՄԱՆԱԿ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Ե. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ժ. Հ. ՆԻՆՈՏԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է երկու տատանումների միաժամանակ գրգռումը և երկու տարբեր ստոքսյան ալիջների առաջացումը միջավայրում, ստիպողական կոմբինացիոն ցրման ժամանակ։ Օդտադործված են բալանսի հավասարումները ինտենսիվունյունների համար։ Վերջիններո լուծված են անալիտիկ հղանակով մոտավորունյունների օդնունյամբ և հաշվիչ մեքենայով։ Ցույց է տրված, որ մի ստոքսյան ալիքի կլանման դործակցի մեծացումը բերում է երկրորդ ստոքսյան ալիքի ինտենսիվունյան մեծացման և շեմի իջեցման։ Համեմատված են նվային և անալիտիկ լուծումները.

SIMULTANEUOS EXITATION OF TWO DIFFERENT VIBRATIONS IN STIMULATED RAMAN SCATTERING

R. E. MOVSESSIAN, J. H. NINOYAN

Simultaneuos exitation of two different vibrations in stimulated Raman scattering is investigated theoretically.

It is shown that when the absorbtion of the Stokes components is changed, the exitation threshold of the Stokes component of the other vibration changes as well and the redistribution of the energy of laser radiation takes place.

12 an

I Carl Same

and the second second

к вопросу акустической релаксации в жидком бензоле

Б. А. БЕЛИНСКИЙ, М. КАРАБАЕВ, А. С. ЛАГУНОВ

· MINT

В статье обсуждаются результаты измерения коэффициента поглощения, скорости распространения звуковых волн в жидком бензоле, полученные при комнатной температуре в диадазоне частот 6—3000 *Миц.* Делается вывод, что объемная вязкость жидкого бензола определяется двумя областями релаксации кнезеровского типа, одна из которых обусловлена релаксацией наинизшей моды, другая—релаксацией всех остальных мод колебательных степеней свободы молекулы бензола.

Акустическая релаксация в жидком бензоле неоднократно изучалась многими исследователями различными методами и в различных диапазонах частот [1-9].

Авторы этих работ приходят к единому выводу: основную долю объемной вязкости жидкого бензола составляет процесс релаксации колебательных степеней свободы молекул. Однако остаются невыясненными следующие вопросы:

1. Вся ли область релаксации объемной вязкости перекрывается единой областью кнезеровского типа?

2. Если обнаруженная единая область релаксации кнезеровского типа не охватывает всю область релаксации объемной вязкости, то какова природа ее оставшейся части?

На эти вопросы авторы отмеченных работ не дают однозначно согласованного ответа.

согласованного ответа. Авторы работ [1-7], в которых исследовались коэффициент поглощения и скорость распространения звука в бензоле в ультразвуковом диапазоне частот, предполагают существование единой области релаксации всей теплоемкости колебательных степеней свободы молекул, в то время как результаты работ [8-9], выполненных в гиперзвуковом диапазоне частот, противоречат этому выводу.

Одной из главных причин этого разногласия является отсутствие экспериментальных данных по исследованию коэффициента поглощения и скорости распространения звука в промежуточном диапазоне частот ~1-3 Ггу, что существенным образом сказывается на точности расчета релаксационных параметров.

Другая причина лежит в сфере анализа результатов акустических измерений и связана с трудностями однозначного отнесения частот в оптических спектрах колебательных степеней свободы молекул бензола, что приводит к неоднозначности в расчетных значениях теплоемкости этих степеней свободы, которая сравнивается со значением теплоемкости, полученным из акустических данных. Для решения этих вопросов нами прежде всего были проведены измерения коэффициента поглощения и скорости распространения звуковых волн импульсным методом в диапазоне частот 6—3000 *Миу*. Методика измерения и описание экспериментальной установки, созданной для этих исследований, описаны в работах [10—17]. Поскольку основные физико-химические параметры исследованного жидкого бензола и результаты измерения коэффициента поглощения и скорости распространения звука в указанном диапазоне частот приведены в наших работах [11, 12], то здесь даются лишь основные релаксационные параметры, полученные по данным эксперимента (табл. 1), и обсуждаются результаты эксперимента в свете релаксационной теории.

Tahama 1

Параметры вещества	t°C	A.10" cex ² .c.m ⁻¹	В.1017 сека см-1	с.1010 сек	VO M. Cek-1	" " (=) M. Cek ⁻¹	С ₀₁ <u>кал.</u> моль · грд	С ₀₁ кал. моль-грд	[a/f ²] _{kл} · 10 ¹⁷ сек ² · см ⁻¹
Бензол	20	853	17	2,8	1324	1460	9,3	(A) 12,39	8,5

▲ - данные взяты из работы [15].

- 4 и В параметры, карактеризующие низкочастотные и высокочастотные значения величины, соответствующие данному релаксационному процессу;
 - т время релаксации, определяемое по данным измерений коэффициента поглощения;
 - vo скорость распространения звука на низких частотах;
 - v∞ предельное значение скорости звука, вычисленное для дан ного релаксационного процесса по формуле

$$v_{\infty}^{2} = v_{0}^{2} \left[\frac{Av_{0}}{2\pi^{2}\tau} + 1 \right];$$

- С₀₁ колебательная теплоемкость, рассчитанная по формуле Герцфельда [13];
- C₀₁ полная колебательная теплоемкость, рассчитанная по оптическим спектрам колебательных степеней свободы молекулы;
- [a/f²]кл-значение величины поглощения, рассчитанное по классической формуле Стокса Кирхгофа;
 - коэффициент поглощения звука;
 - f частота звука.

Как видно из табл.'1, наблюдаемый в диапазоне частот 6—3000 M_{12} релаксационный процесс не является единственным ($B > [\alpha/f^2]_{KR}$). Следовательно, на более высоких частотах должна иметь место дисперсионная область по крайней мере еще одного релаксационного процесса.

Для выяснения природы наблюдаемого и высокочастотного релаксационных процессов необходимо провести детальное сравнение значений теплоемкости, полученных соответственно по акустическому и оптическому спектрам.

В табл. 2 сведены значения колебательных частот молекулы бензола по данным работ [14—16] и рассчитанные по ним значения колебательной теплоемкости для температуры 293°К. Эти расчеты проводились по формуле Планка—Эйнштейна.

Таблица 2

	[14]	5 1733 S.W.	[15]	[16]		
ч∙см ^{−1}	С. <u>кал</u> толь-град	v.см ⁻¹	С. Кал моль. град	∨ сж ^{—1}	С. <u>кал</u> моль-град	
404* 500 606* 671 690 760 849 992 1008 1037* 1178* 1320 1400 1485* 1325 1400 1485* 1585* 1852 3037* 3060 3062 3099	$\begin{array}{c} 2,894\\ 1,231\\ 1,996\\ 0,862\\ 1,650\\ 0,696\\ 1,100\\ 0,362\\ 0,350\\ 0,640\\ 0,420\\ 0,128\\ 0,097\\ 0,140\\ 0,100\\ 0,007\\ 0,017\\ 0,000\\ 0,$	406* 606* 664 671 683 845* 850 992 993 1010 1035 1178 1195 1261 1485* 1595* 3048* 3060 3061 3080*	2,883 1,996 0,876 0,862 0,838 1,114 1,090 0,366 0,366 0,366 0,348 0,646 0,420 0,194 0,157 0,140 0,097 0,000 0,000 0,000 0,000	405* 606* 671 703 849 970 985 992 1010 1037* 1110 1178* 1326 1485* 1596* 1648 3047* 3062 3080	$\begin{array}{c} 2,890\\ 1,996\\ 0,862\\ 0,800\\ 1,100\\ 0,784\\ 0,373\\ 0,366\\ 0,348\\ 0,640\\ 0,256\\ 0,420\\ 0,126\\ 0,140\\ 0,096\\ 0,040\\ 0,000\\ 0,$	
$C_{0i} = 12,687$		Co	, = 12,390	$C_{0i} = 11,237$		

* Дважды вырожденные частоты.

Как видно из таблиц, по данным всех трех работ [14-16] значения полной теплоемкости колебательных степеней свободы молекул превышают значение C_{0l}^{*} , рассчитанное по акустическим данным с помощью формулы Герцфельда:

$$C_{0l}^{*} = \frac{Av_0C_pC_v}{2\pi^2 (C_p - C_v) \tau + Av_0C_v}$$

Причем это превышение выходит за пределы ошибок опыта и расчета. Это обстоятельство является весьма важным для выяснения природы высокочастотной области релаксации, так как дает возможность предполагать, что и она обусловлена кнезеровским процессом.

В пользу этого предположения можно выдвинуть следующие положения:

1. Существование "акустически неактивных" мод в спектре колебательных степеней свободы молекул маловероятно;

2. Присутствие в объемной вязкости бензола области чисто структурной релаксации не обязательно, так как элементы структурной релаксации в необходимой мере присутствуют, согласно теории Ландау, Теллера, Шварца, Славского и Герцфельда (ЛТШСГ) в процессе возбуждения колебательных степеней свободы молекул.

3. Существует количественное согласие выдвинутого предположения с положениями теории ЛТШСГ. Последний пункт требует обоснования, которое сводится к следующему.

Поскольку, согласно теории ЛТСШГ, наибольшую вероятность возбуждения и дезактивации имеют моды с более низкими частотами колебаний, то они в низкочастотном диапазоне очень быстро достигают равновесия с транслиционными и вращательными степенями свободы и, следовательно, дисперсионную область релаксации низшей моды можно ожидать на более высоких частотах.

В соответствии с этим, если из общей колебательной теплоемкости, рассчитанной по формуле Планка — Эйнштейна, вычесть теплоемкость, обусловленную самой низшей модой, то должно получиться хорошее согласие со значением теплоемкости, рассчитанным по формуле Герцфельда.

Таблица 3

$C_{0l}-C_{l1}$						
Параматри	t°C		ал/моль. гра,			
жндкости		[14]	[15]	[16]	Сог. моль-град	
Бензол	20	9,79	9,50	8,35	9,3	

Как видно из табл. 3, хорошее согласие с нашими результатами наблюдается в случае использования данных работ [15]. Кроме этого, экспериментально измеренное значение скорости распростране-



ния звука в жидком бензоле в диапазоне частот 6 — 3000 *Ми* хорошо описывается дисперсионной кривой скорости звука, построенной по данным работы [15].

На рис. 1 представлена кривая дисперсии скорости звука для бензола, а также полученные нами экспериментальные значения скорости звука.

Выводы

1. Объемная вязкость бензола полностью определяется двумя релаксационными областями кнезеровского типа.

2. Механизм наблюдаемого в диапазоне частот 6 — 3000 *Ми* релаксационного процесса обусловлен запаздыванием по времени возбуждения и дезактивации всех внутренних колебательных степеней свободы молекул, кроме наинизшей моды.

3. Дисперсионная область релаксационного процесса, связанного с возбуждением и дезактивацией наинизшей моды, расположена на более высоких частотах.

Поступила 30.ХП.1969.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. K.F. Herzfeld, JASA 29, 1180, 1957,
- 2. Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский и Е. В. Тиганов, ЖЭТФ, 49, 1764 (1965).
- 3. А. С. Лагунов, Б. А. Белинский, Ученые записки МОПИ, вып. XXII, 85—96, (1967).
- 4. K. G. Plass, Acustica, 19, 236-242 (1967,68).
- 5. A. A. Berdiev, N. B. Lezhnev, V. V. Lapkin and M. G. Shubina, 6th Inter. Aconst. Cong. J-5-3, 41-44, 1968.
- 6. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, С. С. Алиев, ЖФХ, 42, 1804—1806 (1968).
- 7. C. L. O'Connor, J. P. Schevpt, J.A.S.A., 40, 663 (1967).
- 8. J. L. Hunter, H. D. Dardy, E. F. Carome, J. A. Bucaro, J.A.S.A., 40, 313-316 (1966).
- 9. E. F. Carome, S. P. Singal, J.A.S.A. 41, 1371-1372 (1967).
- Б. А. Белинский, М. Карабаев, А. С. Лагунов, Реш. о. выд. Авт. свид. № 1271305/18—10.
- 11. Б. А. Белинский, М. К. Карабаев, А. С. Лагунов, Изв. АН АрмССР, 4, № 3 (1969).
- 12. Б. А. Белинский, М. Карабаев, А. С. Лагунов, Сборник Прим. ультраакустики к исследованию вещества, МОПИ, вып. 24, 1969 (в печати).
- 13. K. F. Herzfeld, T. A. Litovitz, Absorption and dispersion of ultrasonics waves, New York-London, 1959.
- 14. Г. Гериберг, Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, М., 1949.
- 15. L. M. Cheng, J. chem. Phys. 19 693-697, (1951).
- 16. А. М. Ковнер, Докторская диссертация, Минск, 1958.
- 17. Б. А. Келинский, М. Карабаев, А. С. Лагунов, Реш. об авт. свид. № 1304978/18—10.

ՀԵՂՈՒԿ ԲԵՆՑՈԼՈՒՄ ԱԿՈՒՍՏԻԿ ՌԵԼԱԿՍԱՑԻԱՑԻ ՀԱՐՑԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

P. U. POLIDUAD, U. 4U.PU.PUDA, U. U. LUAADOA

Հոդվածում քննարկվում են հեղուկ բենղոլում կլանման դործակցի և ձայնային ալիջների տարածման արադունյան չափման արդյունքները, որոնք ստացգած են 6—3000 մհց դիապաղոնում սենյակային չերմաստիճանների դեպքում,

Ստացված արդյունըները ըննարկվում են Լանդաու-Տելլեր-Շվարց-Սլավսկի-Հերցֆելդի տեսունյան հիման վրա և համեմատվում են օպտիկական սպեկտրոսկոպիայի տվյալների հետ։

ON ACOUSTIC RELAXATION IN LIQUID BENZENE

B. A. BELINSKY, M. KARABAEV, A. C. LAGUNOV

The results of sonic absorption and velosity measurements in liquid benzene over the frequency range from 6 to 3000 mc at 20°C are discussed.

It is shown that bulk viscosity of liquid benzene is determined by two Knezer's relaxation regions. One is associated with the relaxation of the lowest mode, the otherwith the relaxation of the rest vibratinal modes of benzene molecules.

ПРОТОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ЭНЕРГИЕЙ, ПЛАВНО МЕНЯЮЩЕЙСЯ ОТ 10 ДО 100 Кэв, ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

А. Г. ПОЛАНДОВ

В настоящей работе описан протонный электростатический ускоритель, предназначенный для исследования структуры кристаллов методом эффекта теней. Особенностью ускорителя является расположение сепарирующего магнита непосредственно под иояным источником. Ток пучка ускорителя 90—120 мка. Энергия протонов меняется от 10 до 100 Кэв

Обнаруженные в последнее время эффект каналирования и эффект теней [1], связанные с рассеянием быстрых заряженных частиц на периодических структурах, получили широкое применение в различных областях физических исследований. Такие исследования проводятся с различными заряженными частицами в широком диапазоне энергии от десятков Кэв до нескольких Мэв. Значительный интерес вместе с тем представляют исследования кристаллов при энергиях частиц от нескольких Кэв до нескольких десятков Кэв. При этих энергиях частицы несут значительную информацию, в частности, о поверхностных свойствах кристаллов.

Изучение указанных выше эффектов в основном проводится на ускорителях, которые в зависимости от целей исследований, характера работ и диапазана энергий имеют различные габариты и снабжены специальным оборудованием. Как правило, эти ускорители имеют большие размеры, и довольно сложны в эксплуатации. Эти недостатки ограничивают применение ускорителей во многих лабораториях, не занимающихся специально ядерными исследованиями. Сконструированный и изготовленный в НИИЯФ МГУ ускоритель может служить прототипом малогабаритной установки, доступной неядерным лабораториям.

В настоящей работе рассматривается ускоритель с энергией, плавно меняющейся от 10 до 100 Кэв, изготовленный для проведения исследований, связанных с эффектом теней на монокристаллах (рис. 1).

Особенностью ускорителя является то, что разделяющий магнит расположен непосредственно под ионным источником. При исследовании поверхностей кристаллов "эффектом теней" оказывается достаточно иметь пучок плотностью тока около 0,1 ма/см². Поэтому, хотя потери пучка в ионопроводе между полюсами магнита довольно значительны (порядка 50%) и фокусировка пучка на входе ускорителя оказывается несколько хуже, чем в осесимметричных фокусирующих системах (эти недостатки можно несколько уменьшить введением дополнительной. 4 Известия АН АрмССР, Физика, № 2 электростатической линзы между ионным источником и магнитом), та-кая система имеет ряд преимуществ:

а) Энергия протонов непосредственно под источником малав (2000 эв) и, следовательно, сепарирующий магнит имеет малые габа-риты; потребляемая мощность оказывается равной 30 вт.

б) При изменении в широких пределах ускорящего напряжения не возникает необходимости в регулировании тока магнита, что упро-щает эксплуатацию установки.

в) Габариты ускорителя значительно уменьшаются по сравнению о со случаем обычного расположения сепарирующего магнита (длина в ускорителя около 1,5 м).

г) Трубка ускорителя не перегружается побочными ионными пучками, а также нейтральными частицами, которые приводят к нежелательным вторичным явлениям.



Рис. 1. Общий вид ускорителя: 1—клапан, 2—ионизационный манометр, 3—экспериментальная камера, 4—окно, 5—шибер, 6, 7, 8 цилиндр Фарадея и кварцевый сцинтиллятор, 9—ускорительная трубка, 10—электростатическая линза, 11—высоковольтный корпус, 12—сильфон, 13—ионный источник, 14—сепарирующий магнит.

Схема ионного источника представлена на рис. 2. Разряд в колбе создается генератором, собранным на лампах ГИ-7Б (50 *Миу*). Колба изготовлена из пирекса. Катод источника имеет диаметр отверстия 1,5 *мм* и высоту 7 *мм*; он окружен фарфоровым колодцем и кварцевой пластинкой, изолирующей от плазмы. Для питания анода источника используется высоковольтный (2000 *в*) стабилизированный выпрямитель с коэффициентом стабилизации порядка 0,05%. Стабилизация напряжения анода необходима для улучшения сепарирования пучка, а также для стабильной фиксации его положения. Непосредственно под высокочастотным источником расположен секторный магнит. Влияние рассеянного магнитного поля на высокочастотный разряд уменьшается экранировкой с помощью пермоллоевых экранов, не по-

Протонный ускоритель для исследования кристаллов

казанных на рис. 2. Секторный магнит изготовлен из железа—армко. Напряженность поля между полюсами магнита меняется от 1400 до 2000 эрстед. Зазор между полюсами магнита составляет 15 мм. Полюса магнита рассчитаны таким образом, чтобы удовлетворить условиям двойной фокусировки [2] с поворотом пучка на 90°. Радиус траектории ионов составляет 4,5 см. Источник отстоит от магнита на расстоянии 4,5 см. Питание магнита осуществляется стабилизированным напряжением с положительной и отрицательной обратной связью [3]. Ток равен 100 ма. Конструкция ионного источника предусматривает возможность параллельного перемещения ионного источ-



Рис. 2. Высокочастотный ионный источник: 1—магнит, 2—отверстие для напуска водорода, 3—кварцевый изолятор, 4—пирексовая колба, 5—фарфоровый колодец, 6—катод, 7—рамка вертикального перемещения, 8—зеркальце, 9—отверстие, 10—сцинтиллирующий экран, 11—электростатическая линза, 12—ускорительная трубка.

ника относительно полюсов магнита, а также изменения угла падения пучка в пределах 15°.

Фокусировка пучка протонов секторным магнитом перед входом в линзу осуществляется визуально через отверстие 8, снабженное зеркалом, дающим изображение сцинтиллирующего экрана 10 (рис. 2). Электростатическая линза склеена из шайб из свинцового стекла и электродов из нержавеющей стали. Два крайних электрода линзы имеют нулевой потенциал относительно корпуса высоковольтной части ускорителя. Средний электрод присоединен к делителю, на который подается анодное напряжение ионного источника. Трубка ускорителя собрана из фарфоровых колец с внутренним диаметром 190 мм и конусных электродов. Длина трубки 60 см. Желательно, чтобы при минимальной энергии ток делителя превышал ток пучка. В связи с этим в делителе напряжения были использованы сопротивления BC-10 по

6,8 Мом, удовлетворяющие по мощности наибольшему току. Общее сопротивление делителя равно 23×6,8 Мом. В качестве высоковольтного источника используется установка В-140-5-2. Сглаживающий конденсатор имеет емкость 0,01 мкф.

Для питания аппаратуры ионного источника был изготовлен разделительный трансформатор с изоляцией первичной обмотки от вторичной на 100 кв. Потребляемая мощность равна 400 вт.

Фокусировка и юстировка пучка производится следующим образом. Как уже упоминалось, фокусировка секторным магнитом производится визуально с помощью сцинтиллирующего экрана 10 (рис. 2). На сцинтиллирующем экране имеется риска, совпадающая с оптической осью линзы. После фокусировки пучка и совмещения его с риской на экране сцинтиллирующий экран убирается с помощью штока и пучок пропускается через трубку ускорителя, в конце которого имеется выдвижной цилиндр Фарадея. Цилиндр Фарадея выставляется по оси трубки. Поворотом источника с фиксированным относительно его магнитом вокруг оси, перпендикулярной к оптической оси ускорителя и проходящей через экран перед линзой, добивались максимального тока в цилиндре Фарадея. При включении ускоряющего напряжения фоку-



Рис. З. Распределение плотности тока пучка.

сировка пучка на мишени осуществляется только регулировкой напря-

Полный ток пучка на выходе ускорителя равен 90-120 мка.

Пучок на входе в линзу имеет ромбовидную форму с несколько о удлиненным "хвостом", связанным с наличием в основном пучке час-

Протонный ускоритель для исследования кристаллов

тиц с меньшей энергией, появляющихся за счет немонохроматичности исходного пучка, рассеяния на стенках ионопровода и рассеяния на атомах газа в трубке. Такой же "хвост" сохраняется и на выходе ускорителя при малых энергиях ускорения (до 20 Кэв). При увеличении энергии ускоренных частиц сечение пучка приобретает круглую форму. Плотность пучка при энергии выше 50 Кэв равна 1 ма/см², при более низких энергиях она уменьшается и при 10 Кэв достигает 0,2 ма/см². Распределение плотности пучка по сечению (рис. 3) определялось следующим образом: пучок протонов при энергии 50 Кэв пропускался поочередно через диафрагмы с диаметром 0,5; 1; 2; 5 мм. Соответствующий ток был равен 4,2; 14; 32; 50 мка при полном токе пучка 70 мка. Распределение плотности пучка определялось по формуле

$$i_l = \frac{4 (J_{l+1} - J_l)}{\pi (D_{l+1}^2 - D_l^2)},$$

где D_i — диаметр отверстия диафрагмы, а J_i — соответствующий ток. Из положения двух максимумов H_1^+ и H_2^+ , показаных на рис. 4, видно, что компонента H_1^+ надежно отделяется от молекулярных ионов.



Рис. 4. Зависимость тока пучка от напряжения на аноде источника при постоянном поле магнита (H-конст.).

Суммарный энергетический разброс в ускоренном пучке составляет 2%. Основной вклад в энергетический разброс был за счет пульсации выпрямленного высокого напряжения. Разумеется, коэффициент пульсации может быть легко уменьшен, однако для того круга протонографических задач, для которых создан ускоритель, такая степень монохроматичности пучка является приемлемой.

На рис. 5 показаны примеры протонограмм, полученных на описанном ускорителе при энергиях 90, 54 и 20 Кэв на мишени монокристалла кремния. Ось 110 кристалла была направлена перпендикулярно к плоскости фотопластинки (использовались фотопластинки типа МК) и составляла 135° с направлением падающего пучка протонов. Расстояние от мишени до фотопластинки составляло 90 мм. Диаметр диафрагмы перед кристаллом 1 мм. Довольно высокая контрастность полученных изображений дает основание надеяться на возможность про-



Рис. 5. Протонограммы кремния при энергиях 90, 45, 20 Кзе.

ведения ряда количественных исследований с протонограммами. Такие измерения в настоящее время проводятся.

В заключение считаю приятным долгом выразить благодарность научному руководителю А. Ф. Тулинову за ценные советы при кон струировании ускорителя и обсуждение результатов.

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

Поступила 4.ХП.1969

ЛИТЕРАТУРА

А. Ф. Тулинов, УФН, 87, 585 (1965).
 W. Gross, Rev. Sci. Inst., 22, 717 (1951).
 А. А. Санин, Электронные приборы в ядерной физике.

ՇՈՒՔԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ՀԱՄԱՐ 10—100 ԿԷՎ ՍԱՀՈՒՆ ՓՈՓՈԽՎՈՂ ԷՆԵՐԳԻԱՑՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆԱՑԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉ

Ա. Գ. ՊՈԼԱՆԴՈՎ

Աշխատանքում նկարագոված է պրտոնոային էլնկտրասատատիկ արագացուցիչ, որը նախատեսված է շուբերի էֆնկտի մենոդով բյուրեղների կառուցվածքի ուսումնասիրման համար։ Արագացուցիչի առանձնահատկունյունն է սնպարացնող մագնիսի տեղավորումը անմիջականորին իոնային աղբյուրի տակ։ Արագացուցիչի փնջի հոսանքը հավասար է 90—120 մկա։ Պրոտոնների էներգիան սահուն փոփոխվում է 10—100 կէվ։

A PROTON ACCELERATOR FOR THE ENERGY SMOOTHLY CHANGING FROM 10 TO 100 Kev TO INVESTIGATE CRYSTALLINE STRUCTURE BY THE SHADOW EFFECT METHOD

A. G. POLANDOV

A proton electrostatic accelerator to investigate crystalline structure by the shadow effect method is described. The specific feature of the accelerator is a separating magnet placed immediately under the ion source. The accelerator beam current is 90-120 mua. The proton energy changes from 10 to 100 Kev.

ОСОБЕННОСТИ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ХОЛОДНОГО ОКСИДНО-МАГНИЕВОГО КАТОДА С САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙСЯ ЭМИССИЕЙ

Р. Г. АЛЕКСАНЯН

Рассматривается влияние состава и толщины покрытия на эмиссионную способность катодов.

Обнаружена зависимость стабильности эмиссии от метода нанесения покрытия.

Отмечаются характерные особенности свечения на катоде в зависимости от предыстории образцов. Устаневливается зависимость эмиссии от числа циклов обработки кислородом.

Показано влияние материала керна и его шероховатости на эмиссионную способность катодов.

I. Введение

Изучение явления самоподдерживающейся эмиссии, наблюдаемой из тонких пористых слоев диэлектриков и, в частности, окиси магния, представляет интерес для выяснения механизма эмиссии, с одной стороны, и практического применения в качестве источников свободных электронов в различных электронных приборах, с другой.

Отсутствие мощности накала и относительно малое время готовности $(0,1-0,5 \ cek)$ —основные преимущества таких катодов. В последние годы опубликован ряд работ, в которых исследованы слои окиси магния [1-6].

Вместе с тем не выяснен наилучший метод изготовления катода, хотя известно, что этот процесс влияет на такое важное свойство, как зависимость вторичной эмиссии от поля [7].

Кроме того, покрытия, имеющие наилучшие эмиссионные характеристики, сильно отличаются по толщине [2, 3, 4].

Имеются две разные точки зрения на необходимость операции окисления [4, 5].

Целью настоящей работы являлось изучение зависимости эмиссионных свойств катода от состава, метода нанесения, режимов обработки и толщины покрытия. Рассмотрено влияние материала керна и его шероховатости. В работе также высказаны некоторые мысли о роли кислорода и операции окисления в процессе обработки покрытия.

II. Методика экспериментов

Конструктивно за основу были взяты катоды приборов ГУ-50 и ГУ-29. Катоды обоих типов ламп покрывались катафорезным методом и опрыскиванием. Для катафореза применялась оксидная масса состава 1 (карбонат магния—25 г, метанол—250 мл, ацетон—225 мл). Для опрыскивания применялась суспензия состава 2 (карбонат магния—80 і, этерикись магния—20 г, амилацетат—250 мл) и состава 3 (окись магния—40 г, перекись магния—20 г, амилацетат—125 мл, метанол—125 мл). В качестве биндера в состав 1 добавлялось 45 мл раствора нитроклетчатки в бутилацетате, а в составы 2 и 3—55 мл нитролака с вязжостью 226 сек.

Толщина катафорезных покрытий составляет 10—30 мк. Методом хатафореза сделаны многослойные покрытия с общей толщиной 30— 50 мк. Такое покрытие получается в результате 3—5-кратного повторения режима 10- и 30-микронного покрытия. После нанесения хаждого слоя покрытие просушивалось на воздухе в течение одной минуты. Толщина покрытий опрыснутых катодов составляет 30—100 мк.

Покрытия имели шероховатость 3-5 мк при катафорезе и 15-20 мк при опрыскивании. Площадь покрытия составляет 2,3 см², плотность 0,43-0,45 г/см³ у опрыснутых, 0,52 г/см³ у катафорезных.

В качестве материала кернов катодов применены НИВО-3, НИВО-3Ч и НК-1. Кроме того, использованы керны из НК-1 с нанесенным слоем чистого (карбонильного) порошка никеля. При этом шероховатость поверхности керна составляла 6—7 мк. Результаты получены в основном с применением керна из НИВО-3.

Экспериментальные лампы изготовлены на базе приборов ГУ-29 и ГУ-50. В лампе ГУ-29 располагаются два катода, что позволяет наблюдать влияние одинаковой остаточной атмосферы и идентичных условий откачки на катоды с различной биографией и толщиной покрытия. В качестве коллекторов использованы сетки приборов. Аноды имеют продольный вырез для визуального наблюдения явлений на катоде. Стартером служит накаливаемая током вольфрамовая нить.

Выбран оптимальный режим обработки ламп при откачке, принципиально не отличающийся от ранее известных [1-4]. После обезгаживания стекла (T = 480°C, 20 минут) и металлических деталей ламп при давлении $p=10^{-6}$ мм рт. ст. производилась обработка катода:

1. Прогрев катода при $T = 850^{\circ}$ С в течение 8 - 10 минут для получения слоя из окиси магния.

2. Введение трех доз кислорода при $T_k = 850^{\circ}$ C; $P_H = 10^{-2}$ мм от. ст., $P_k = 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; если давление за 5 минут не улучналось до $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., то цикл окисления считался законченным; перед введением очередной дозы остаточный кислород откачизался и катод охлаждался в течение 5 минут.

3. Откачка до $P=10^{-6}$ мм рт. ст. и прогрев катода в течение 8 минут при $T_k = 600^{\circ}$ C.

Начиная со второго-третьего этапов, у отдельных образцов кагодов снимались характеристики.

После обезгаживания стекла баллона покрытие катода, как празило, приобретает темно-серый цвет. Лишь после введения кислорода покрытие восстанавливалось по цвету. В [5] установлено, что причиной потемнения покрытия является углерод. Действительно, при первоначальном прогреве баллона при $T=480^{\circ}$ С углерод выделяется в результате разложения органических веществ, содержащихся в покрытии катода, и, очевидно, осаждается на покрытии, придавая ему темно-серый (иногда черный) цвет. Чтобы избежать потемнения покрытия, сразу же после предоткачки до $p=10^{-5}$ мм рт. ст., не прогревая стеклянного баллона, катод был нагрет до $T=850^{\circ}$ С и выдержан при этой температуре в течение 5—10 минут. После этого про-



Рис. 1. Вольт-амперные характеристики различных катодов. — катод с катафорезным покрытием (лампа ГУ-50), обработанный в режиме с окислением; Х — опрыснутый катод (лампа ГУ-29), обработанный в режиме с окислением; _ — катод с катафорезным покрытием, обработанный в режиме без окисления; — – опрыснутый катод, обработанный в режиме без окисления. изводилось обезгаживание стекла баллона при $T=480^{\circ}$ С с последующим окислением катода. При такой обработке покрытие сохраняет белый цвет. Очевидно, имеет место следующий процесс: двуокись углерода, выделенная из карбоната магния при его разложении, окисляет углерод, одновременно выделенный из органических веществ. Окись углерода откачивается. Таким образом, воздействие углерода на покрытие исключается.

В [5] отмечается, что эмиссионная способность катода наилучшая сразу же после первоначального прогрева катода. В процессе прогрева баллона эмиссия ухудшается и восстанавливается (хотя и не полностью) после окисления.

Действительно, после первоначального прогрева катода эмиссия у отдельных образцов устойчива, хотя предельное значение полученной плотности тока составляла 0,6-0,7 ма/см². Введение

кислорода после обезгаживания баллона не приводит к заметному изменению эмиссии. Из [5] также не видно, чтоб авторам удавалось получить плотности тока выше $0,8-0,9 \ ma/cm^2$. В то же время принятый в данной работе режим обработки катодов позволял с одних и тех же образцов катодов получать устойчивую эмиссию с плотностью тока $2-2,5 \ ma/cm^2$ (рис. 1).

III. Результаты экспериментов

Первоначально почти во всех образцах эмиссия легче возбуждалась высокочастотным разрядом трансформатора Тесла. После этого в отпаянных приборах для начала эмиссии использовался ток с вольфрамовой нити стартера. Для стабилизации эмиссии отпаянные лампы подвергались тренировке в течение 20—30 минут при плотности тока с катода 1—2 ма/см². При снятии характеристик в электрическую схему для стабилизации тока эмиссии последовательно с катодом включалось ограничивающее сопротивление 10—20 ком.

Сравнение эмиссионных свойств катодов производится по усредненным вольт-амперным характеристикам $I_{2} = f(U_k)$, которые при улучшении эмиссионных свойств катода смещаются влево.

Характер свечения на катоде. Влияние исходного состава и метода нанесения покрытия. Отбор тока с оксидно-магниевого катода сопровождается голубым свечением двух типов: менее ярким, однородным по всей поверхности катода, и более ярким, в виде отдельных светящихся точек разных размеров, зачастую равномерно расположенных по всей поверхности катода. В зависимости от состава и метода нанесения покрытия свечение катода имеет характерные особенности. Проведенные наблюдения позволяют сделать следующие выводы:

1. Светящиеся точки расположены в местах сквозных пор.

2. Размеры пор определяют величину светящихся точек: чем выше размеры пор, тем выше размер точки.

3. Яркость светящихся точек на опрыснутых покрытиях заметно выше, чем на катафорезных.

4. Размеры и разброс по величине сквозных пор на опрыснутых составом 2 покрытиях выше, чем на катафорезных (состав 1) и опрыснутых составом 3.

5. Однородность светящихся точек наивысшая у катафорезных покрытий.

6. Густота расположения светящихся точек при наблюдении под микроскопом наивысшая у однослойных катафорезных покрытий—46— 54 на участке длиной в 1 см по высоте катода, в то время как у опрыснутых составом 2—30—36 и составом 3—12—18.

7. Густота расположения светящихся точек у многослойных катафорезных покрытий составляет 10-20.

8. С увеличением толщины покрытия наблюдается уменьшение числа сквозных пор.

Эти наблюдения позволяют объяснить ход вольт-амперных харак теристик, если исходить из положения, что места эмиссии соответствуют местам расположения сквозных пор (светящимся точкам) [5, 6]. Как следует из рис. 2, 3, катоды с исходным покрытием, содержащим карбонат магния, имеют более левые характеристики при прочих равных условиях. В случае покрытия составом 3 поры образуются при разложении Mg (OH)₂. Возможно, что форма пор менее благоприятна для самоподдерживающейся эмиссии. У катодов с многослойным катафорезным покрытием (рис. 3) явно проявилась зависимость величины тока от наличия сквозных пор.

Характеристики катодов с катафорезным покрытием располагаются левее характеристик опрыснутых катодов (рис. 2, 3). Решающую роль играет более равномерное распределение эмиссии по поверхности. Максимальная плотность тока с катафорезных покрытий оказывается выше. Очевидно, что локальные плотности электронного тока позже начинают проявлять себя в роли инициатора срыва эмиссии.

Стабильность тока во времени иллюстрируется рис. 4. В течение 100 часов испытаны оптимальные варианты катодов с катафорезным покрытием и опрыскиванием. Спад эмиссии через 100 часов у первых катодов составляет 29, 8, 0% при начальных плотностях тока 2; 1; 0,5 ма/см², а у вторых—соответственно 48, 17, 6%.



Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в зависимости от состава, метода и толщины покрытия катодов (ГУ-29). 01-опрыснутый катод с составом 2 и толщиной покрытия 40 мк; ×2-опрыснутый катод с составом 2 и толщиной покрытия 50 мк; О-опрыснутый катод с составом 2 и толщиной покрытия 70 мк; - опрыснутый катод с составом 2 и толщиной покрытия 100 мк; 1'-опрыснутый катод с составом 3 и толщиной покрытия 40 мк; Х2'-опрыснутый катод с составом 3 и толщиной 50 мк; П-катод с катафорезным покрытием толщиной 10 жк; А-катод с катафорезным покрытием толшиной 30 мк.



Рис. 3. Вольт-амперные характеристики в зависимости от состава, метода и толщины покрытия катодов (ГУ-50). ○ — катод с катафорезным покрытием толщиной 10 мк; × — катод с катафорезным покрытием толщиной 30 мк; ○ — катод с многослойным катафорезным покрытием 30 мк, □ — катод с многослойимм катафорезным покрытием 40 мк; ● катод с многослойным катафорезным покрытием 50 мк; ■ — опрыснутый катод с составом 2 и толщиной покрытия 50 мк.

Применение экранирующей системы, состоящей из анодов ламп, лучевых пластин, собственных экранов ламп и специальной сетки, экранирующей баллон, увеличивает яркость свечения, а ток возрастает в полтора-два раза, если системе сообщается потенциал катода. Если экрану сообщается потенциал коллектора, ток, наоборот, уменьшается. При этом соответственно изменяется яркость всего свечения и особенно яркость светящихся точек. Ток возрастает в результате бомбардировки поверхности катода с электронами, не попавшими на коллектор—сетку и отраженными от с экранирующей системы. Однако остается неясным, увеличился ли ток только за счет вторичных электронов, появившихся в результате бомобардировки, или этому также способствует процесс перераспределен ния положительных зарядов. Наблюдаемое резкое увеличение яркости свечения отдельных точек, т. е. мест со сквозными иорами, по сравв нению со свечением остальной поверхности катода возможно в том случае, если участки со сквозными порами имеют более высокий коэффициент вторичной эмиссии.

Влияние толщины покрытий. У катодов, покрытых катафорезом и опрыскиванием, есть оптимальные толщины покрытий катодов, обеспечивающие лучшие эмиссионные характеристики. Ухудшение эмиссионной способности с увеличением толщины покрытия иллюстрируется кривыми на рис. 2, 3.

Зависимость характеристик обоих типов катодов от толщины покрытия, по-видимому, обусловлена изменением внутреннего электричес







Рис. 5. Вольт-амперные характеристики катодов с катафорезным покрытием в зависимости от числа циклов обработки кислородом (ГУ-50). 01. 01'-катод 10 и 30 мк; число циклов —1; ×2, ×2',-катод 10 и 30 мк; число циклов—2; $\triangle 3$, $\triangle 3'$ -катод 10 и 30 мк; число циклов —3; •4, •4'-катод 10 и 30 мк; число циклов — 6.

кого поля. Картина поля является сложной функцией многих аргументов. С возрастанием толщины покрытия снижается степень проникновения внешнего поля в поры и одновременно возрастает неоднородность распределения поля в слое с тенденцией уменьшения напряженности от керна к поверхности покрытия.

Уместно обратить внимание на температурную зависимость самоподдерживающейся эмиссии. В ряде работ установлена зависимость то-

ка эмииссии от температуры, имеющая обычный экстремум в областия $T_k = 150 - 250^{\circ}$ С. При этом катод имеет критическую температуру, выше которой эмиссия не самоподдерживается. Объективное увеличение эмиссии с повышением температуры должно приводить к увеличению положительных зарядов в слое и перераспределению поля, еще более способствующему устойчивой эмиссии. В действительности, это не имеет места, что можно объяснить следующим образом.

При повышении температуры электрическое сопротивление слоя понижается. Это приводит к уменьшению напряженности электрического поля внутри слоя. что в свою очередь уменьшает коэффициент вторичной эмиссии и приводит к срыву самоподдерживающейся эмиссии при достижении температуры, равной $T_{\kappa pum}$.

С увеличением толщины покрытия слой окиси магния будет нагреваться проходящим током интенсивнее и скорость проявления процессов, связанных с повышением температуры, возрастет. В соответствии с изложенным можно объяснить уменьшение предельных значений плотностей тока с увеличением толщины покрытия.

В заключение отметим, что термическая десорбция кислорода, как инициатор срыва самоподдерживающейся эмиссии, менее вероятна, ввиду относительно низких значений критических температур (350— 400°С).

Влияние обработки кислородом. Количество циклов обработки катодов кислородом существенно влияет на ход характеристик (рис. 5, 6). У катодов с оптимальной толщиной покрытия наиболее левая характеристика получается при обработке тремя циклами. При увеличении числа циклов до 6—8 эмиссионная активность катода заметно ухудшается.

Какова же роль кислорода?

Общепринято, что кислород вводится для получения акцепторной примеси. Если исходить из этого положения, то трудно объяснить тот факт, что одни авторы получают существенную зависимость самоподдерживающейся эмиссии от количества вводимого кислорода [4], а другие [5] считают, что термическое окисление не является необходимой операцией для получения устойчивой эмиссии. Данная работа также подтверждает возможность эмиссии без операции окисления, однако следует отметить, что оптимальным для эмиссии оказался режим обработки с кислородом.

Не исключено, что помимо акцепторных уровней кислорода существуют донорные уровни избыточных атомов магния или каких-либо примесей. В связи с этим в каждом отдельном случае слой окиси магния будет иметь разную диэлектрическую прочность. А если существует ее оптимальное значение для процесса самоподдерживающейся эмиссии, то должна существовать также зависимость эмиссии оксидно-магниевого катода от режима обработки катода вообще и в частности от количества используемого при обработке кислорода.

Следовательно, экспериментально подбирая оптимальный режим обработки катодов, различные авторы в действительности придавали сслою окиси магния диэлектрическую прочность, оптимальную для саимоподдерживающейся эмиссии.

Тогда ухудшение эмиссионных характеристик с увеличением чисила доз кислорода (рис. 5, 6) можно объяснить чрезмерным повышеинием дивлектрической прочности слоя, хотя условия для дырочной ппроводимости не ухудшаются.

Снижение эмиссии в процессе работы произойдет в случае дисосоциации частиц окиси магния с удалением кислорода. Тогда уменьшится дырочная проводимость и появятся избыточные атомы магния в кристаллической решетке.







Рис. 7. Вольт-амперные характери стики катодов с различными кернами (ГУ-29; опрыскивание; 40 мк); О — керн из НИВО-3; Х — керн из НК-1; △ — керн с прослойкой из чистого никеля шероховатостью 6 — 7 мк.

Роль кислорода, по-видимому, может быть установлена в результате дальнейшего изучения зонной структуры окиси магния в активированном покрытии.

Влияние керна катодов. Эмиссионные характеристики катодов с различным материалом (НК-1 и НИВО-3), но с одинаковой биографией покрытия практически совпадают (рис. 7).

Катод с шероховатым керном имеет более левую характеристику. Это может быть обусловлено как благоприятным влиянием прослойки из чистого никеля, так и увеличением напряженности электрического поля у остриев шероховатости в приконтактном слое металл — слой MgO. Последнее обстоятельство способствует туннельной эмиссии и может привести к более интенсивному развитию лавинного умножения в глубоких слоях.

Заключение

Результаты работы позволяют сделать следующие выводы:

1. Устойчивая эмиссия с оксидно-магниевого катода может быть получена без операции окисления слоя, но плотность тока уменьшается в 3—3,5 раза (0,7 ма/см²).

2. Наибольшую плотность устойчивого тока с катода обеспечивает катафорезное покрытие толщиной 10—12 мк с тремя циклами активации кислородом.

3. Наличие карбоната магния в исходном составе благоприятно влияет на структуру покрытия. Равномерность распределения свечения на поверхности определяется степенью однородности структуры слоя. Светящиеся точки располагаются в местах сквозных пор, размеры которых определяют величину и яркость светящихся точек.

4. Шероховатость керна в 6-7 *мк* улучшает эмиссионную характеристику катодов.

Поступила 16.IX.1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Шустина и др., Радиотехника и электроника, 7, 9, 1539 (1962).

2. H. N. Daglish, Proc. I.E.E., 108B, 37, 103 (1961).

3. А. А. Переслени и В. А. Чижов, Электровакуумная техника, 37, 53 (1965).

4. Н. Я. Басалаева и др., Радиотехника и электроника, 6, 10, 1729 (1961).

5. Чкан Энь-Цю и др., Scientia Sinica, 15, 2, 167 (1966).

6. Н. Я. Басалаева и др., Раднотехника и электроника, 8, 5, 881 (1963).

7. Y. Mizushima # Ap., J. Phys. Soc. Japan, 15, 4, 729 (1960).

ሆԱԳՆԵԶԻՈՒՄ–ՕՔՍԻԴԱՑԻՆ ԻՆՔՆԱՊԱՀՊԱՆՎՈՂ ԷՄԻՍԻԱՅՈՎ ՍԱՌԸ ԿԱՏՈԴԻ ՈՐՈՇ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ռ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՑԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում է կատոդների ծածկույթի կազմի և հաստության ազդեցությունը Նրանց էմիսիոն հատկությունների վրա։ Ցույց է տրված էմիսիայի կայունության կախումը ծածկույթի նստեցման մեթոդից։

Նշվում են կատոդի վրա լուսարձակման բնորոշ Տատկանիշները՝ կախված եմոշի նախապատրաստման եղանակից։ Հաստատված է էմիասիայի կախվածությունը կատոդը թթվածնով վերամշակելու ցիկլերի թվից։

Ցույց է տրված կեռնի նյունի և նրա մակերևույնի անողորկունյան աղդեցունյունը կատոգների էմիսիոն հատկունյան վրա։

ON SOME PARAMETERS OF A COLD MgO CATHODE WITH SELF-SUSTAINED EMISSION

R. G. ALEXANIAN

Effect of coating compound and its thickness on emission ability of cathodes is considered. Dependence of emission stability on the coating method is found. Features of cathode glow depending on prehistory of samples are noted. Dependence of emission on the number of oxygen processing cycles is established. The effect of substrate material and its roughness on cathodes emission is shown.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАСТИФИКАТОРА НА МОЛЕКУЛЯРНУЮ ПОДВИЖНОСТЬ СТРУКТУРИРОВАННОГО ПОЛИХЛОРОПРЕНА

Ю. К. КАБАЛЯН, Р. А. БАДАЛЯН, Р. Р. САРКИСЯН

В рабете исследовано влияние вводимого низкомолекулярного пластификатора (дибутилсебацината) на процессы установления дипольносегментальной релаксации в структурированном полихлоропрене. Показано, что пластификация приводит к уменьшению наивероятнейшего времени релаксации и энергии активации дипольно-сегментального процесса. В отличие от линейного полихлоропрена для структурированного полихлоропрена наличие редкой сетки сказывается на микровязкости при введении большого количества (свыше 200/0) полярного пластификатора. Однако при наличии до 500/0 дибутилсебацината в структурированном полихлоропрене система остается однокомпонентной.

Введение ДСБ в структурированный полихлоропрен выше 50% приводит к уменьшению tg d_{max} дипольно-сегментального релаксационного процесса.

Многочисленными работами показано, что на тепловое движение макромолекул, как ниже, так и выше температуры стеклования, большое влияние оказывает межцепное взаимодействие. Структурирование полимеров приводит к резкому изменению различных их физико-механических характеристик. Например, пространственная сетка, образованная как химическими связями, так и физическими узлами различной прочности, оказывает существенное влияние на деформационные свойства полимеров [1]. В работе [2] для линейного полихлоропрена показано, что уменьшение межмолекулярных взаимодействий введением пластификатора приводит к уменьшению как наивероятнейшего времени релаксации, так и энергии активации дипольно-сегментального процесса. При этом между температурой (t_{max}), при которой наблю дается $tg \delta_{max}$, и количеством введенного пластификатора (дибутилсебацината) до 50% наблюдается прямолинейная зависимость.

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния низкомолекулярного пластификатора на процессы установления дипольно-сегментальной поляризации в структурированном полихлоропрене. Структурированный полихлоропрен с различной густотой сетки в настоящее время используется для изготовления различных резиновых изделий.

Поэтому эти исследования позволяют судить не только о характере теплового движения, но и дают возможность сделать ряд выводов практического характера относительно повышения морозостойкости полихлоропрена.

5 Известия АН АрмССР, Физика, № 2

Экспериментальная часть

В настоящей работе исследован структурированный полихлоропрен, полученный эмульсионной полимеризацией хлоропрена при +40° при отсутствии регулятора молекулярных цепей. Методика изготовления пленок толщиною 0,3 *мм* и их пластификация дибутилсебацинатом описана в работе [3].

Густоту пространственной сетки полимера определяли по равновесной степени набухания в бензоле согласно Флори—Ренеру [4] с использованием номограмм Шварца [5]. Для структурированного полихлоропрена расчет характеризующего густоту сетки параметра M_c — среднего молекулярного веса участка макромолекулы, находящегося между соседними узлами пространственной сетки, дал величину 12400.

Методика и приборы для измерения диэлектрических характеристик описаны в работах [6, 7]. Измерение $tg\delta$ и ε' выполнено в диапазоне $10^2 - 10^8$ и и интервале температур от -90 до $+25^{\circ}$ C.

Результаты и их обсуждения

На рис. 1 приведена температурная зависимость tgo для структурированного полихлоропрена, пластифицированного различным количеством дибутилсебацината.

Как видно из рис. 1, в исходном состоянии в структурированном полихлоропрене в рассмотренном температурном интервале наблюдается дипольно-сегментальная релаксация. Сравнение с линейным полихлоропреном [2] показывает, что наличие поперечных связей между макромолекулами очень незначительно сказывается на область обнаружения дипольно-сегментальной релаксации.

Такой результат свидетельствует о том, что, вероятно, на сегментальную подвижность поперечные связи не оказывают влияния ввиду большого расстояния между ними. Приблизительная оценка [8] кинетического сегмента для полихлоропрена дала величину порядка 4—5 монозвена, молекулярный вес которого составляет 350—400. Следовательно, между поперечными мостиками макромолекул полихлоропрена имеем более 30 кинетических сегментов.

Введение в структурированный полихлорогрен молекул пластификатора приводит к увеличению сегментальной подвижности, вследствие чего максимум тангенса дивлектрических потерь смещается в область низких температур. Как для линейного [2], так и для структурированного полихлоропрена введение дибутилсебацината в количестве до $20^{\circ}/_{0}$ почти не сказывается на величине максимума тангенса дивлектрических потерь, т. е. для таких концентраций пластификатора не наблюдается компенсационного эффекта. Уже выше $20^{\circ}/_{0}$ наличие полярного пластификатора приводит к уменьшению $tg \delta^{max}$ как для структурированного (рис. 1, кривая 4), так и линейного полихлоропрена, т. е. здесь уже имеем эффект компенсации полярности. Идентичные данные наблюдаются также для системы поливинилхлорид—дифенил [9].

В отличие от линейного (рис. 2, кривая 2) для структурированного полихлоропрена (рис. 2, кривая 1) введение дибутилсебацината



Рис. 1. Температурные зависимости *tg* б для структурированного полихлоропрена (при частоте 1 кид). 1—IIXII; 2— —IIXII+10%/0 ДБС; 3—IIXII+22%/0 ДБС; 4—IIXII+50%/0 ДБС.





выше 20% не приводит к смещению области обнаружения дипольносегментальной релаксации в сторону низких температур. Если температура (t_{max}), при которой наблюдается $tg \delta_{max}$ для "структурированного полихлоропрена, составляет —26°, то введение до 20% ДБС приводит к ее снижению до —42°. Дальнейшее увеличение концентрации ДБС уже не приводит к снижению t_{max} .

Аналогичные результаты получены также в работе [10] для системы ПВХ — диоктилсебацинат в зависимости от молярной концентрации пластификатора. Таким образом, в общем случае микровязкость полимерной системы при пластификации изменяется вследствие ослабления межмолекулярных сил связи, ослабления внутримолекулярного взаимодействия (уменьшения жесткости макромолекулы), и, наконец, на падение микровязкости оказывает влияние чисто геометрический эффект уменьшения пространственных затруднений при взаимном перемещении звеньев полимера, происходящего из-за увеличения среднего расстояния между макромолекулами.

Однако наличие редкой сетки в структурированном полихлоропрене все же сказывается на микровязкость полимерной системы при введении большого количества полярного пластификатора.

На рис. З представлены данные по температурно-частотным зависимостям ε' и ε'' дипольно-сегментального процесса для исследованных систем. Увеличение сегментальной подвижности при введении в структурированный полихлоропрен пластификатора выражается в смещении области максимума ε'' к более высоким частотам при постоянной температуре. Для системы ДБС—полихлоропрен структурированный (рис. 3, 6, в) наблюдается независимость ε'' от температуры, тогда как для линейного полихлоропрена эта независимость сохраняется только при введении пластификатора до 20%. Независимость ε_{max}^* от количества пластификатора до 40% наблюдается для системы ПМА—трикрезолфосфат.

По температурно-частотным зависимостям в' и в", а также по









данным круговых диаграмм Коула--Девидсона [11] (рис. 5) были рассчитаны температурные зависимости наивероятнейшего времени релаксации $\tau = 1/2\pi f_{max}$ изученных систем полимер-пластификатор.

Температурные зависимости τ представлены в виде кривых $lg f_{max} = \varphi \left(\frac{1}{T}\right)$ (рис. 4). Из рис. 4 видно, что для дипольно-сегментально-

го процесса кривые $lg f_{max} = \varphi \left(-\frac{1}{T}\right)$ состоят из двух прямых, наклон

которых изменяется в весьма узком температурном интервале.

По наклону прямолинейных участков рассчитаны значения кажущихся энергий активации Δu дипольно-сегментального процесса для системы структурированный полихлоропрен—ДБС (см. табл.).

Из данных таблицы видно, что значение кажущейся энергии активации для нижнего участка (Δu_1) при введении в структурированный полихлоропрен 22% дибутилсебацината уменьшается с 55 ккал/моль
	and the second	a la la	Таблица
Полимер	∆и1 ккал/моль	∆из ккал/моль	T_g^* °C
ІІХІІ структур ІІХІІ структ. +22%/0 ДБС	55	25	-28
	35	25	-45

до 35 ккал/моль, при этом для верхнего участка (Δu_2) она остается постоянной и равной 25 ккал/моль.

Введение пластификатора в структурированный полихлоропрен приводит к уменьшению энергии активации, что характерно для релаксационного процесса, обусловленного движением больших участков основной цепи макромолекулы.



Рис. 5. Зависимость є"= φ (є') для структурированного полихлоропрена в исходном состоянии при различных температурах.

В отличие от линейного полихлоропрена, где наклон верхнего участка зависимости $lg f_{max} = \varphi (1/T)$ изменяется при введении пластификатора, для структурированного полихлоропрена этого не наблюдается.

Однако Δu_2 , рассчитанная по этому наклону, больше энергии активации для дипольно-группового процесса (12 ккал/моль) полихлор опрена [8].

Экстраполяция зависимостей $lg f_{max} = \varphi \left(\frac{1}{T}\right)$ к $lg f_{max} = 0$ дает возможность определить температуру (T_g^*), при которой начинается подвижность в структурированном полихлоропрене. Введение в структурированный полихлоропрен $22^{0}_{/0}$ дибутилсебацината приводит к снижению температуры диэлектрического стеклования с -28 до -45° (см. табл.). Проведенные исследования дают возможность сделать следующие выводы:

1. Введение в структурированный полихлоропрен пластификатора ДБС приводит к уменьшению наивероятнейшего времени релаксации и энергии активации дипольно-сегментального релаксационного процесса.

2. Для структурированного полихлоропрена не наблюдается прямолинейной зависимости между температурой, при которой имеем tg dmax, и объемной концентрацией пластификатора.

3. Введение дибутилсебацината в структурированный полихлоропрен выше 20% приводит к снижению tg dmax дипольно-сегментального релаксационного процесса за счет компенсационного эффекта.

Всесоюзный научно-исследовательский и проектный институт полимерных продуктов ВНИИПолимер

Поступила 5.ХІ.1969,

ЛИТЕРАТУРА

- Вулканизация эластомеров, под ред. Г. Аллигера и И. Сьетуна, изд. "Химия", М., 1967.
- 2. Ю. К. Кабалян, Р. А. Бадалян, Изв. АН ССР. Физика, 4, № 3 (1969).
- 3. Л. Г. Мелконян, Л. С. Айриян, Ю. К. Кабалян, Каучук. и резина, № 6, 27 (1967).
- 4. P. Flori, J. Rehner, J. Chem. Phys., 11, 521 (1943).
- 5. А. Г. Шварц, Каучук и резина, № 7, 31 (1957).
- 6. Ю. К. Кабалян, Л. Г. Мелконян, Арм. хим. ж. 19, 571 (1966).
- 7. Ю. К. Кабалян, Л. Г. Мелконян, Уч. запис. ЕрГУ, № 2, 26 (1967).
- 8. Ю. К. Кабалян, Диссертация, ЕГУ, Ереван, 1968.
- 9. Г. П. Михайлов, Успехи химин, 24, 875 (1955).

10. В. А. Кариин, Ю. М. Малинский, ДАН СССР, 73, 967 (1950).

11. R. H. Cole, D. W. Davidson, J. Chem. Phys., 20, 1389 (1952).

ՊԼԱՍՏԻՖԻԿԱՏՈՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՑՎԱԾ ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ՇԱՐԺՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

ՅՈՒ. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ. Ռ. Ա. ԲԱԳԱԼՅԱՆ, Ռ. Ռ. ՍԱՐԳԻՍՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ցածր մոլնկուլյար պլաստիֆիկատորի՝, դիբունիլսեբացինատի աղդեցունյունը ստրուկտուրացված պոլիքլորոպըննում դիպոլ-սեդմենտալ ռելակտային որոցեսի հաստատման վրա։

8ույց է տրված, որ պլաստիֆիկացիան բերում է դիպոլ-սեզմենտալ պրոցեսի ամենահավանական ռելակսացիայի ժամանակի և ակտիվացիայի էներգիայի նվազմանը։

Ի տարբերունյուն գծային պոլիջլորոպրենի, ստրուկտուրացված պոլիջլորոպրենում նոսր ցանցի գոյունյունը, մեծ ջանակունյամբ բևեռային պլաստիֆիկատորի (12%-ից մեծ) պարունակունյան դեպջում, ազդում է միկրոմածուցիկունյան վրա։

Սակայն ստրուկտուրացված պոլիգլորոպրենում մինչև 50% դիրութիլսերացինատի գոյու-Բյան դեպրում էլ սիստեմը մնում է միկոմպոնենտային։

Ստրուկտուրացված պոլիքլորոպրենի մեջ դիրուֆիլսերացինատի 20%-ից ավել պարունակուիյունը բերում է դիպոլ-սեգմենտալ ռելակսացիոն պրոցեսի փոքրացմանը։

STUDY OF PLASTICIZER EFFECT ON MOLECULAR MOBILITY OF GROSS-LINKED POLYCHLOROPRENE

Yu. K. KABALIAN, R. A. BADALIAN and R. R. SARKISIAN

The effect of an introduced low molecular plasticiser (dibutylsebacate) on the approcesses of setting up dipole-segmental relaxation in a cross-linked polychloroprene is lestudied. The plasticization is shown to reduce the most probable time of relaxation and mactivation energy of a dipole-segmental process. In contrast to a linear polychloroprene ma rare network in a cross-linked one influences microviscosity when large amounts $P(\phi)$ of a polar plasticizer are introduced. However, when up to 50% of ditbutylsebacate is present in a cross-linked polychloroprene the system remains single-component.

The addition of more than $20^{\circ}/_{0}$ of dibutyl-sebacate to a cross-linked polychloroprene causes the decrease in tg ∂_{max} of a dipole-segmental relaxation process.

содержание

А. С. Алексанян. Взаимоденствие А 2-мезонов в меди и с ядрами С, СІ и Р	83
Ю. М. Айвазян, О. С. Мергелян. Дифракция электромагнитных волн на дви-	
жущейся полуплоскости	88
А. А. Романов, В. С. Сардаряя. Геория электрон-фононного увлечения в квантованных полупроводниковых пленках	92
В. С. Сардарян. К теории выпрямления тока в полупроводниковых пленках в	
сильном магнитном поле	97
и. п. полоси, Б. А. тажи, п. А. Безаргания. Одноосные растяжения тон- ких ферромагнитных пленок	03
П. А. Безирганян, М. А. Церунян, Я. М. Погосян, Г. О. Ширинян. Опреде-	
полного внешнего и зеркального отражения рентгеновских лучей 1	07
А. М. Резикян. О статистической теории вещества, находящегося под высоким	10
Авлением	13
лебаний в вынужденном комбинационном рассеянии 1	18
Б. А. Белинский, М. Карабаев, А. С. Лазунов. К вопросу акустической релак-	02
А. Г. Поландов. Протонный ускоритель с энергией, плавно меняющейся от 10 до 100 Кзв, для исследования структуры кристаллов методом эффекта	40
теней 1	29
P. Г. Алексанян. Особенности некоторых характеристик холодного оксидно-	96
Ю. К. Кабалян, Р. А. Бадалян, Р. Р. Саркисян. Исследование влияния плас-	20
тификатора на молекулярную подвижность структурированного полихло-	
ропрена 14	45

U. U. Uthfumujud. Ubanbubph ohnhumanbgarffinde unfband u ne abenefuhrh Abme .	83
8ու. Մ. Այվազյան, Հ. Ս. Մեւգելյան. էլեկտրամադնիսական ալիքնկրի դիֆրակցիան շարժ-	
վող կիսահարնունյան վրա։	88
Ա. Ա. Ռոմանով, Վ. Ս. Սարդարյան. էլեկտրոն-ֆոնոնային ընդգրկման Թեորիան քվանտաց-	
	92
d II umenunung. Auch auch aus and and and and an and the and an and	
Humphilishand Country and the monthly the first for the second se	98
2. If Danna t 1 2 I'mfind 0 2 Ababaanfind Swamp Shardwalkanhult Bur	
Su. D. Aninuguu, 4. 2. Suujuu, 4. 2. ruiniguu. ruinui poinuudunuuduu pu-	109
umphaph ahmumadomika abulamdamat	100
9. 2. Phahrquajua, U. 2. Obraiajua, Su. U. Mannajua, 4. 2. Ohrhajua. Ohmunuuuu	
րազմաշերտ բարակ թաղանթի առանձին շերտերի հաստության որոշումը ռենտգեն-	
յան ճառագայիների լրիվ ներքին և հայելային անդրադարձման միջոցով։	117
Ա. Մ. Ռեզիկյան. Մեծ ճեշման տակ գտնվող նյունի ստատիստիկ տեսունյան վերաբերյալ	113
A. b. Undahujus, b. 2. bhanjus. brine munphy mumuhauthbry shududuhuh apanady	
ստիարդական կոմրինացիրն դրման դեպքում։	118
R R. Rhihanhh, IF. Yurunmik, R. U. Juaniand, Zhanik abhaninid mhaumhh abimhum-	
should find the make up and the make up and the state of	123
gran in sange dependential	
u. v. animaind. ampmin that a the shadan and and a state and and a state and and a state and a state and a state	
համար 10-100 454 սահուն փոփոխվող էննրգիայով օծտված պրոտոնային արա-	11000
գացուցիչ։	129
Ռ. Գ. Ալեքսանյան. Մագնիսական-օբսիդային ինբնապահպանվող էմիսիայով սառը կատորի	
որոշ բնութագրերի, հատկությունները։	136
Յու, Կ. Կարալյան, Ռ. Ա. Բադալյան, Ռ. Ռ. Սարգսյան. Պլաստիֆիկատորի աղդեցության	
ուսումնասիրությունը ստրուկտուրարված արլիբյորոպրենի մոլինուլյար շարժոնանու-	
	145