

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ  
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր  
Д О К Л А Д Ы

LVIII, № 2

1974

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Է. Գ. ԱՅՐԻԿՅԱՆ, կենսաբանական գիտությունների զոկտսր, Ա. Ք. ԲԱՐԱՏԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱԿԱՆՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ, Վ. Մ. ԹԱՌԱՑԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ, Վ. Հ. ՀԱՄՐԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ (սլատ. Խմբագրի տեղակալ), Ս. Հ. ՄԻՐՁՈՑԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ, Ս. Ս. ՄԿՐՏՑՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Բ. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (սլատ-Խմբագրի), Օ. Մ. ՍԱԳՈՆՁՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղրակից-անդամ:

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Э. Г. АФРИКЯН, доктор биологических наук, А. Т. БАБАЯН, академик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН, чл.-корр. АН АрмССР (зам. отв. редактора), С. А. МИРЗОЯН, чл.-корр. АН АрмССР, С. С. МКРТЧЯН, академик АН АрмССР, А. Г. НАЗАРОВ, академик АН АрмССР (отв. редактор), О. М. САПОНДЖЯН, чл.-корр. АН АрмССР, А. А. ТАЛАЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР, В. М. ТАРАЯН, чл.-корр. АН АрмССР, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР.

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՅԱՐԱՆՁՈՒԹՅՈՒՆ

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԼՌԱՋԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Ս. Գ. Սահակյան—Առաձգական էխստարածության մակերևութի շկայունացված շարժման մասին 65

ՀԻՊՈԴԻՆԱՄԻԿԱ

Ս. Ե. Սիրադեղյան, Ա. Մ. Դասուպուրյան, Ռ. Ե. Հակոբյան—էլլիֆտի աշխատանքի նկարագրությունը և հաշվարկը 72

ՅԻՋԻԿԱ

Ի. Մ. Կիֆչից, Գ. Ա. Վարդանյան—Ոչ խղճայական ցանցային սխառեմների թրվան-տային տեսությունը 80

Ա. Հ. Մելիքյան, Ս. Հ. Սահակյան—Փոխազդող ատոմների սխառեմի ինտենսիվ լույսային ալիքի դաշտում 86

Ա. Խ. Գրիգուրյան—Ներքին շարունակների շափումը ուղիղի մոդիկներում 90

ԳԵՈՄԵՏԻԿԱ

Ռ. Հ. Ավետիսյան—Գեոմետրիական մի քանի մեծությունների կորելյացիայի մա-սին 94

ՕՐԳԱՆԱԿԱՆ ՔԻՄԻԱ

Ա. Բ. Բարայան, Ս. Տ. Փոչուրյան, Ս. Մ. Օհանջանյան—Ստիվենսյան վերախրմա-վորումը կարբուսիլատների խմորի մասնակցությամբ 100

ԼՐԿՐԱՔԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Վ. Բ. Սևյուսյան, Ե. Գ. Պավլով—Պիրիտի գլոբուլիների ձագման մասին 105

Ա. Ա. Ավագյան—Էնզոզեն եզրապսակներում ջիմիական տարրերի պարունակու-թյան գրադիենտի հաշվարկման մասին 111

ԷՆՈՑԻՄԻԱ

Է. Ա. Խալաբյան—Փոքրկոփկայան բորատոր-հազվագյուտ ալկալիական մեծազա-յին անիաթթվային ջրերի մարզի անջատումը 115

ԲԻՈՑԻՄԻԱ

Վ. Յ. Հայկազյան, Ռ. Մ. Կալաբյան—Coriulus versicolor-ից ստացված Բ լա-կազայի արգելակումը սուրստրատի բարձր կոնցենտրացիաներով և թլորի խոնկերով 118

ՍԻՋԱՏԱՐՈՇՈՒԹՅՈՒՆ

Ս. Մ. Նարյսկով-Խենուսյան—Կարծրաթե-քնդակների նոր տեսակներ ՍՍՀՄ-ից 123

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
<b>ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ</b>	
<i>С. Г. Саакян</i> —О неустановившемся движении поверхности упругого полупространства . . . . .	65
<b>ГИДРОДИНАМИКА</b>	
<i>С. Е. Сирадегян, А. М. Гаспарян, Р. Е. Аюбян</i> —Краткое описание работы лифта и его расчет . . . . .	72
<b>ФИЗИКА</b>	
<i>И. М. Лифшиц, Г. А. Вартамян</i> —Квантовая теория неидеальных решеточных систем . . . . .	80
<i>А. О. Меликян, С. Г. Саакян</i> —Система взаимодействующих атомов в поле интенсивной световой волны . . . . .	86
<i>А. Х. Григорян</i> —Измерение внутренних напряжений в рубиновых стержнях . . . . .	90
<b>ГЕОФИЗИКА</b>	
<i>Р. А. Аветисян</i> —О корреляции некоторых геофизических величин . . . . .	94
<b>ОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ</b>	
<i>А. Т. Бабаян, С. Г. Кочарян, С. М. Оганджанян</i> —Перегруппировка Стивенса с участием карбалкоксиметильной группы . . . . .	100
<b>ГЕОЛОГИЯ</b>	
<i>В. Б. Сейранян, Е. Г. Павлов</i> —О генезисе глобулитов пирита . . . . .	105
<i>А. А. Авакян</i> —К расчету градиента концентрации элементов в эндогенных ореолах . . . . .	111
<b>ГЕОХИМИЯ</b>	
<i>Э. С. Халатян</i> —Выделение Малокавказской боросно-редкощелочнометалльной провинции углекислых вод . . . . .	115
<b>БИОХИМИЯ</b>	
<i>В. Ц. Айказян, Р. М. Налбандян</i> —Ингибированные лакказы <i>B</i> из <i>Coriolus versicolor</i> высокими концентрациями субстрата и ионами хлора . . . . .	118
<b>ЭНТОМОЛОГИЯ</b>	
<i>С. М. Яблоков-Хизорян</i> —Новые виды жесткокрылых—зерновок из СССР ( <i>Coleoptera, Bruchidae</i> ) . . . . .	123

## CONTENTS

## THEORY OF ELASTICITY

- S. G. Sahakian*—About the unsteady motion of the surface of elastic half space . . . . . 65

## HYDRODYNAMICS

- S. Y. Stradeghian, A. M. Gasparian, R. Y. Hakopian*—A short description of the work of an airlift and its calculation . . . . . 72

## PHYSICS

- I. M. Lifshitz, G. A. Varidian*—Quantum theory of nonideal lattice systems . . . . . 80  
*A. H. Melickian, S. H. Sahakian*—The system of interacting atoms in intense electromagnetic field . . . . . 86  
*A. Ch. Grigorian*—Measurements of internal strains of ruby rods . . . . . 90

## GEOPHYSICS

- R. A. Avetisyan*—On the correlation of geophysical data . . . . . 94

## ORGANIC CHEMISTRY

- A. T. Baboyan, S. T. Kotharian, S. M. Ohundjanian*—Stevens' rearrangement in which carbalkoxymethyl group takes part . . . . . 100

## GEOLOGY

- V. B. Selranian, E. G. Pavlov*—On the origin of pyritic globulites . . . . . 105  
*A. A. Avakian*—The account of the concentration gradient of the hydrothermal dispersion of the ore element . . . . . 111

## GEOCHEMISTRY

- E. S. Khalatyan*—The separating of Minor Caucasus boron bearing rare alkaline metal province of carbon dioxide waters . . . . . 115

## BIOCHEMISTRY

- V. Ts. Akuzian, R. M. Nalbandian*—inhibition of laccase B from *coriolus versicolor* by high concentration of substrate and chloride ions . . . . . 118

## ENTOMOLOGY

- S. M. Iablokoff-Khazori-n*—New species of Coleoptera Bruchidae from USSR . . . . . 123

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ДФ 03885. Подписано в печать 1/IV 1974 г. Тираж 550. Изд. 3660. Заказ 92.  
 Формат бумаги 70 × 108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Печ. л. 4,0. Бум. л. 2,0.  
 Усл. печ. л. 5,6. Уч.-изд. листов 4,27.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.

УДК 534.2—16

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

С. Г. Саакян

О неустановившемся движении поверхности упругого  
 полупространства

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР О. М. Сапонджяном 2/VI 1973)

1 Рассматривается задача о неустановившемся движении поверхности однородного изотропного упругого полупространства, вызванного бегущей на его поверхности осесимметричной нормальной нагрузкой. В момент времени  $t=0$  нормальная нагрузка начинает распространяться из некоторой точки поверхности полупространства с постоянной скоростью  $c$  по закону (рис. 1)

$$p(r, t) = \frac{P_0 H(ct-r)}{\sqrt{(ct)^2 - r^2}}, \quad (1.1)$$

где  $H$ —функция Хевисайда,  $P_0$ —постоянная.

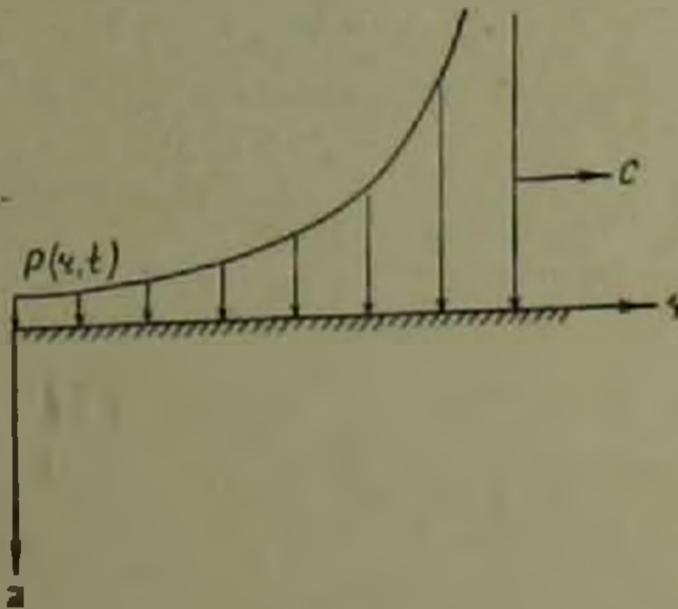
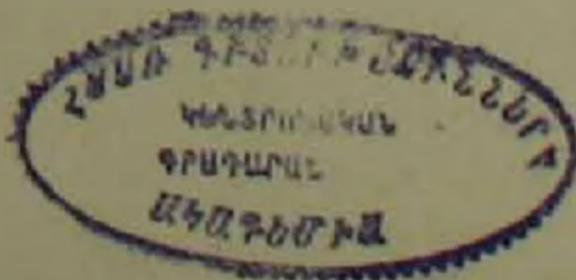


Рис. 1

Уравнения движения упругой среды с постоянными Ламе  $\lambda$ ,  $\mu$  и плотностью  $\rho_0$  при отсутствии объемных сил имеют вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_d^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$



$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

где  $c_d^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho_0$ ,  $c_s^2 = \mu/\rho_0$  — скорости распространения продольной и поперечной волн.

Компоненты  $u_r$  и  $u_z$  вектора перемещения связаны со скалярным  $\varphi$  и векторным  $\psi$  потенциалами соотношениями

$$u_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\psi}{r}. \quad (1.3)$$

Граничные условия задачи записываются так

$$\left[ \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{2}{c_d^2} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right]_{z=0} = - \frac{P_0 H(ct-r)}{\sqrt{(ct)^2 - r^2}} \quad (1.4)$$

$$\left[ \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial z} \right]_{z=0} = 0.$$

Отсутствие перемещений и скоростей перемещений среды в момент времени  $t=0$  приводит к начальным условиям

$$\varphi(r, z, 0) = \frac{\partial \varphi(r, z, 0)}{\partial t} = \psi(r, z, 0) = \frac{\partial \psi(r, z, 0)}{\partial t} = 0. \quad (1.5)$$

Решение задачи, ограниченное на бесконечности, получается, если к уравнениям (1.2) и (1.4) применить последовательно интегральные преобразования Лапласа и Ганкеля <sup>(1)</sup>. Обращая преобразование Ганкеля полученного решения в образах и имея в виду формулы (1.3) для поверхности полупространства получаем представление перемещения в преобразовании Лапласа в виде

$$\bar{u}_z = \int_0^\infty N_z(k, p) dk, \quad (z=r, z) \quad (1.6)$$

где

$$N_r(k, p) = \frac{P_0 k^2 (n_0 - 2n_d n_s)}{\mu c n_c L} J_1(kr), \quad N_z(k, p) = \frac{P_0 p^2 k n_d}{c_s^2 \mu c n_c L} J_0(kr), \quad (1.7)$$

$$n_0 = 2k^2 + p^2/c_s^2, \quad n_d = \sqrt{k^2 + p^2/c_d^2}, \quad n_s = \sqrt{k^2 + p^2/c_s^2}$$

$$n_c = k^2 + p^2/c^2, \quad L = n_0^2 - 4k^2 n_d n_s. \quad (1.8)$$

В формулах  $\bar{u}_z$  — образ преобразования Лапласа оригинала  $u_z$ ;  $p$ ,  $k$  — параметры преобразований Лапласа и Ганкеля. Ветви радикалов  $n_d$  и  $n_s$  фиксированы условиями  $\arg n_d = 0$ ,  $\arg n_s = 0$  при  $k > 0$ ,  $p > 0$ .

Образы приложенной нагрузки вычислялись по формулам <sup>(2)</sup>

$$\int_{r/c}^{\infty} \frac{P_0 e^{-pt} dt}{\sqrt{(ct)^2 - r^2}} = \frac{P_0}{c} K_0\left(\frac{rp}{c}\right), \quad \int_0^{\infty} \frac{P_0}{c} K_0\left(\frac{rp}{c}\right) J_0(kr) r dr = \frac{P_0}{cn_c}. \quad (1.9)$$

где  $K_0$  — модифицированная функция Бесселя.

В формулах (1.6) вместо бесселевых функций  $J_0$  и  $J_1$  подставляем их интегральное представление Пуассона (2).

$$J_0(kr) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ikr \cos \psi} d\psi, \quad J_1(kr) = -\frac{1}{k} \frac{\partial}{\partial r} J_0(kr) \quad (1.10)$$

и обозначаем  $k \cos \psi = p\omega$ ,  $k \sin \psi = pq$ .

При этом для изображений Лапласа радиального и вертикального компонентов скорости получаем

$$\bar{v}_z = \frac{l}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_z(\omega, q) e^{-l\omega r} d\omega dq, \quad (1.11)$$

где

$$M_r(\omega, q) = \frac{P_0 \omega (m_0 - 2m_d m_s)}{\mu c m_c R}, \quad M_z(\omega, q) = \frac{P_0 m_d}{c_s^2 \mu c m_c R}, \quad (1.12)$$

$$m_0 = 2\omega^2 + 2q^2 + 1/c_s^2, \quad m_d = \sqrt{\omega^2 + q^2 + 1/c_d^2}, \quad m_s = \sqrt{\omega^2 + q^2 + 1/c_s^2}, \\ m_c = \omega^2 + q^2 + 1/c^2, \quad R = m_0^2 - 4(\omega^2 + q^2)m_d m_s. \quad (1.13)$$

Для обращения  $\bar{v}_z$ , пользуемся методами теории функций комплексного переменного. Для этого приводим  $\bar{v}_z$  к преобразованию Лапласа для известной функции, откуда и находим его оригинал.

На комплексной плоскости  $\omega$  подынтегральная функция  $M_z(\omega, q)$  имеет особенности: точки ветвления при  $\omega = \Omega_d^{\pm}$  и  $\omega = \Omega_s^{\pm}$  и простые полюсы при  $\omega = \Omega_c^{\pm}$  и  $\omega = \Omega_R^{\pm}$ , где

$$\Omega_d^{\pm} = \pm i \sqrt{q^2 + 1/c_d^2}, \quad \Omega_s^{\pm} = \pm i \sqrt{q^2 + 1/c_s^2} \quad (1.14)$$

$$\Omega_c^{\pm} = \pm i \sqrt{q^2 + 1/c^2}, \quad \Omega_R^{\pm} = \pm i \sqrt{q^2 + 1/c_R^2}.$$

Функция Рэлея  $R(\omega^2 + q^2)$  имеет простые нули при  $\omega = \Omega_R^{\pm}$ , где  $c_R < c_s$  — скорость поверхностной волны Рэлея.

Положение особенностей в плоскости  $\omega$  функции  $M_z(\omega, q)$  существенно зависит от значения отношений скорости распространения фронта нагрузки ударной волны к скоростям упругих объемных волн (рис. 2).

Рассмотрим подынтегральное выражение  $\bar{v}_z$  на контуре  $C = (Im \omega = 0) + C_1 + Br_1 + Br_2 + C_2$  и применим теорию вычетов Коши. При этом, в пределе, когда радиус дуги окружностей  $C_1$  и  $C_2$  стремится к бесконечности, интегралы вдоль  $C_1$  и  $C_2$  стремятся к нулю по лемме Жордана и мы получаем

$$\frac{\pi c_p \bar{v}_r}{P_0} = \int_0^{\infty} \int_{t_{qd}}^{t_{qs}} M_r(t, q) e^{-pt} dt dq + \Gamma_l \int_0^{\infty} \exp(-pr\sqrt{q^2 + 1/c^2}) dq +$$

$$+ \Gamma_R \int_0^{\infty} \exp(-pr\sqrt{q^2 + 1/c_R^2}) dq, \quad (1.15)$$

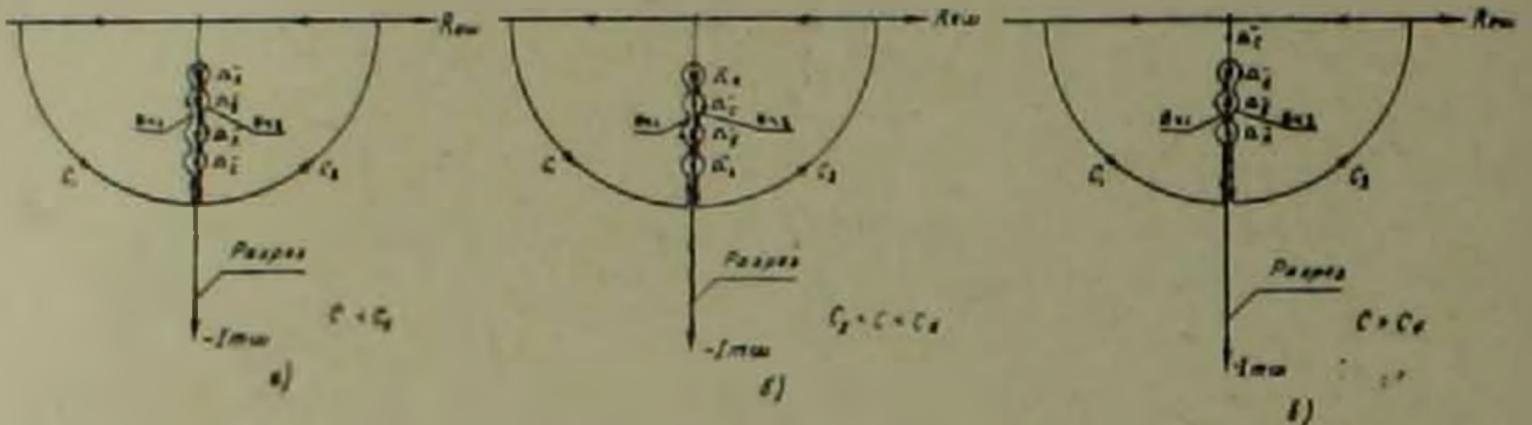


Рис. 2

где

$$t = i\omega r, \quad t_{qd} = r\sqrt{q^2 + 1/c_d^2}, \quad t_{qs} = r\sqrt{q^2 + 1/c_s^2} \quad (1.16)$$

$$M_r(t, q) =$$

$$\frac{4t \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{2t^2}{r^2} + 2q^2 \right) \sqrt{\frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c_d^2} - q^2} \sqrt{\frac{1}{c_s^2} - \frac{t^2}{r^2} + q^2}}{c_s^2 r^2 \left( \frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c^2} + q^2 \right) \left[ \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{2t^2}{r^2} + 2q^2 \right)^4 + 16 \left( \frac{t^2}{r^2} - q^2 \right) \left( \frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c_d^2} - q^2 \right) \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{t^2}{r^2} + q^2 \right) \right]} \quad (1.17)$$

$$\Gamma_l = \begin{cases} \frac{\pi c_d^2 (\gamma^2 - 2l^2 - 2\sqrt{\gamma^2 - l^2} \sqrt{1 - l^2})}{(\gamma^2 - 2l^2)^2 + 4l^2 \sqrt{\gamma^2 - l^2} \sqrt{1 - l^2}} & \text{при } l < 1 \\ \frac{\pi c_d^2 |(\gamma^2 - 2l^2)^3 + 4l^2(\gamma^2 - l^2)(l^2 - 1)|}{(\gamma^2 - 2l^2)^4 + 16l^4(\gamma^2 - l^2)(l^2 - 1)} & \text{при } 1 < l < \gamma \\ \frac{\pi c_d^2 (\gamma^2 - 2l^2 + 2\sqrt{l^2 - \gamma^2} \sqrt{l^2 - 1})}{(\gamma^2 - 2l^2)^2 - 4l^2 \sqrt{l^2 - 1} \sqrt{l^2 - \gamma^2}} & \text{при } l > \gamma \end{cases} \quad (1.18)$$

$$\gamma = c_d/c_s, \quad l = c_d/c \quad (1.19)$$

$$\Gamma_R = \frac{\pi c_R^2 \left[ \left( \frac{c_R^2}{c_d^2} - 2 \right) \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_d^2}} \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_s^2}} + 4 \left( 1 - \frac{c_R^2}{c_d^2} \right) \left( 1 - \frac{c_R^2}{c_s^2} \right) \right]}{2 \left( 1 - \frac{c_R^2}{c^2} \right) \left[ 4 - 3 \frac{c_R^2}{c_d^2} - 3 \frac{c_R^2}{c_s^2} + 2 \frac{c_R^4}{c_d^2 c_s^2} - 2 \left( 2 - \frac{c_R^2}{c_s^2} \right) \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_d^2}} \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_s^2}} \right]} \quad (1.20)$$

В формуле (1.15), меняя порядок интегрирования в двухкратном интеграле, делая замену в двух последних интегралах  $t = r\sqrt{q^2 + 1/c^2}$ ,  $t = r\sqrt{q^2 + 1/c_R^2}$  и обращая преобразование Лапласа  $\bar{v}_r$ , имеем

$$\frac{\pi c_1 v_r}{P_0} = [H(t-t_d) - H(t-t_s)] \int_0^{q_d} M_r(t, q) dq + H(t-t_s) \int_{q_s}^{q_d} M_r(t, q) dq +$$

$$+ \frac{\Gamma_R c_R t H(t-t_R)}{r \sqrt{(c_R t)^2 - r^2}} + \frac{\Gamma_l c t H(t-t_c)}{r \sqrt{(c t)^2 - r^2}}, \quad (1.21)$$

где

$$t_d = r/c_d, \quad t_s = r/c_s, \quad t_c = r/c, \quad t_R = r/c_R,$$

$$q_d = \sqrt{t^2 - t_d^2}/r, \quad q_s = \sqrt{t^2 - t_s^2}/r. \quad (1.22)$$

Обращение  $\bar{v}_z$  для всех скоростей распространения фронта нагрузки производится точно так же. Приведем окончательные результаты

$$\frac{\pi c_1 v_z}{P_0} = [H(t-t_d) - H(t-t_s)] \int_0^{q_d} M_z(t, q) dq + H(t-t_s) \left\{ \int_{q_s}^{q_d} M_z(t, q) dq + \right.$$

$$\left. + v. p. \int_0^{q_s} \bar{M}_z(t, q) dq \right\} + \frac{\Gamma_l H(t-t_c)}{\sqrt{(c t)^2 - r^2}}. \quad (1.23)$$

где

$$M_z(t, q) = \frac{r \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{2t^2}{r^2} + 2q^2 \right) M_r(t, q)}{2t \sqrt{\frac{1}{c_s^2} - \frac{t^2}{r^2} + q^2}}$$

$$\bar{M}_z(t, q) = \quad (1.24)$$

$$\frac{2 \sqrt{\frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c_d^2} - q^2}}{c_s^2 r \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{t^2}{r^2} + q^2 \right) \left[ \left( \frac{1}{c_s^2} - \frac{2t^2}{r^2} + 2q^2 \right)^2 - 4 \left( \frac{t^2}{r^2} - q^2 \right) \sqrt{\frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c_d^2} - q^2} \sqrt{\frac{t^2}{r^2} - \frac{1}{c_s^2} - q^2} \right]}$$

$$\Gamma_l = \begin{cases} \frac{\pi \gamma^2 c_d^2 \sqrt{1-l^2}}{l [(\gamma^2 - 2l^2)^2 + 4l^2 \sqrt{\gamma^2 - l^2} \sqrt{1-l^2}]} & \text{при } l < 1 \\ \frac{2\pi l c_d^2 (\gamma^2 + 2l^2) \sqrt{\gamma^2 - l^2} (l^2 - 1)}{(\gamma^2 - 2l^2)^4 + 16l^4 (\gamma^2 - l^2) (l^2 - 1)} & \text{при } 1 < l < \gamma \\ 0 & \text{при } l > \gamma. \end{cases} \quad (1.25)$$

В формулах (1.21) и (1.23) первый интеграл представляет собой скорость за фронтом продольной волны, а второй интеграл—скорость за фронтом поперечной волны. Два последних алгебраических члена представляют скорость за фронтами волны Рэлея и нагрузки соответственно. Из полученных формул следует, что вклад волны Рэлея в компоненты скорости по радиальному и вертикальному направлениям выражается по-разному. Для вертикального компонента скорости вклад волны Рэлея содержится в интеграле, который вычисляется в смысле главного значения по Коши, а для радиального компонента— в алгебраическом члене при  $H(t-t_R)$ .

II. Решение задачи вблизи фронтов воли  $t=t_d$ ,  $t=t_s$ ,  $t=t_c$  и  $t=t_R$  является неопределенным. Характер этих неопределенностей выяснится, если исключить время, входящее в пределы интегралов, с помощью замены  $q = \sqrt{q_1^2 + (q_2^2 - q_1^2)\sin^2\alpha}$ , где  $q_1$  и  $q_2$ — нижний и верхний пределы рассматриваемого интеграла. Далее, разложим подынтегральные выражения в ряды при  $t \rightarrow t_d$ ,  $t \rightarrow t_s$  и выполним интегрирование этих разложений. Эти прифронтовые разложения для слагаемых скорости по радиальному и вертикальному направлениям имеют вид

$$\int_0^{q_d} M_r(t, q) dq = \frac{2\pi c_d^3 \sqrt{\gamma^2 - 1} |l^2(\gamma^2 - 2) - \gamma^2| (t - t_d)}{r^2(l^2 - 1)(\gamma^2 - 2)^2} + O(t - t_d)^2,$$

$$\int_0^{q_d} M_z(t, q) dq = \frac{3\pi c_d^3 (t - t_d)}{r^2(l^2 - 1)(\gamma^2 - 2)} + O(t - t_d)^2, \quad \text{когда } t \rightarrow t_d \quad (2.1)$$

$$\int_{q_s}^{q_d} M_r(t, q) dq = O(1), \quad \int_{q_s}^{q_d} \bar{M}_z(t, q) dq = O(t - t_s)^{3/2}$$

$$\int_{q_s}^{q_d} M_z(t, q) dq = \frac{\pi c_d^2 (\gamma^2 - 1)}{2r\gamma(l^2 - \gamma^2)} + O(t - t_s)^{1/2}, \quad \text{когда } t \rightarrow t_s \quad (2.2)$$

$$\frac{\Gamma_R c_R t}{r\sqrt{(c_R t)^2 - r^2}} = \frac{\Gamma_R}{\sqrt{2c_R r}} (t - t_R)^{-1/2} + O(t - t_R)^{1/2}, \quad \text{когда } t \rightarrow t_R \quad (2.3)$$

$$\frac{\Gamma_l c l}{r\sqrt{(c l)^2 - r^2}} = \frac{\Gamma_l}{\sqrt{2c r}} (t - t_c)^{-1/2} + O(t - t_c)^{1/2},$$

$$\frac{\Gamma_l'}{\sqrt{(c l)^2 - r^2}} = \frac{\Gamma_l'}{\sqrt{2c r}} (t - t_c)^{-1/2} + O(t - t_c)^{1/2}, \quad \text{когда } t \rightarrow t_c \quad (2.4)$$

Таким образом,  $v_z$  является непрерывной на фронте продольной волны и имеет конечный разрыв непрерывности на фронте поперечной волны. На фронтах нагрузки и волны Рэлея скорость имеет бесконечный разрыв непрерывности.

По мере удаления от точки приложения нагрузки скорость убывает как  $r^{-2}$ ,  $r^{-1}$  и  $r^{-1/2}$  на фронтах продольной, поперечной и рэлеевской волн соответственно. На фронте нагрузки скорость убывает так же, как и в рэлеевской волне по мере удаления от точки приложения нагрузки. Поэтому, на больших расстояниях от точки приложения нагрузки существенные динамические эффекты могут проявляться от приложенной нагрузки и волны Рэлея.

Երևանский политехнический институт  
им. К. Маркса

#### II. Կ. ՍԻՂԱՎԱՆ

### Առաձգական կիսատարածության մակերևույթի շխյունացված շարժման մասին

Հապլասի և Հանկելի ինտեգրալ ձևափոխությունների մեթոդով լուծված է դինամիկական խնդիր համասեռ, իզոտրոպ, առաձգական կիսատարածության մակերևույթի համար: Կիսատարածության մակերևույթին կիրառված նորմալ բևոր հանդիսանում է առանցքասիմետրիկ, ունի ճակատ և տարածվում է հաստատուն արագությամբ:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

<sup>1</sup> Г. Н. Ватсон, Теория бесселевых функций, ч. 1, ИЛ., М., 1949. <sup>2</sup> А. Erdelyi, ed., Tables of Integral Transforms, vol. 2, McGraw-Hill, N. Y., 1954.

УДК 627.74

ГИДРОДИНАМИКА

С. Е. Сирадегян, член-корреспондент АН Армянской ССР А. М. Гаспарян,  
 Р. Е. Акопян

Краткое описание работы эрлифта и его расчет

(Представлено 9/VII 1973)

Количественное определение  $L_c$  и  $L_T$ , входящих в уравнение энергетического баланса (1)

$$L_b = L_n + L_k + L_c + L_T \quad (1)$$

открыло возможность более полного понимания работы эрлифта и сравнительно точного его расчета.

1. Основные уравнения. Отдельные составляющие уравнения (1) могут быть представлены так.

1. Работа изотермического расширения воздуха:

$$L_b = P_1 Q_1 \ln P_1 / P_2, \quad (2)$$

где  $P_1$  и  $Q_1$  — давление и объем уже вошедшего в воду воздуха в сечении 1—1, а  $P_2$  — давление на выходе в сечении 2—2 (рис. 1.).

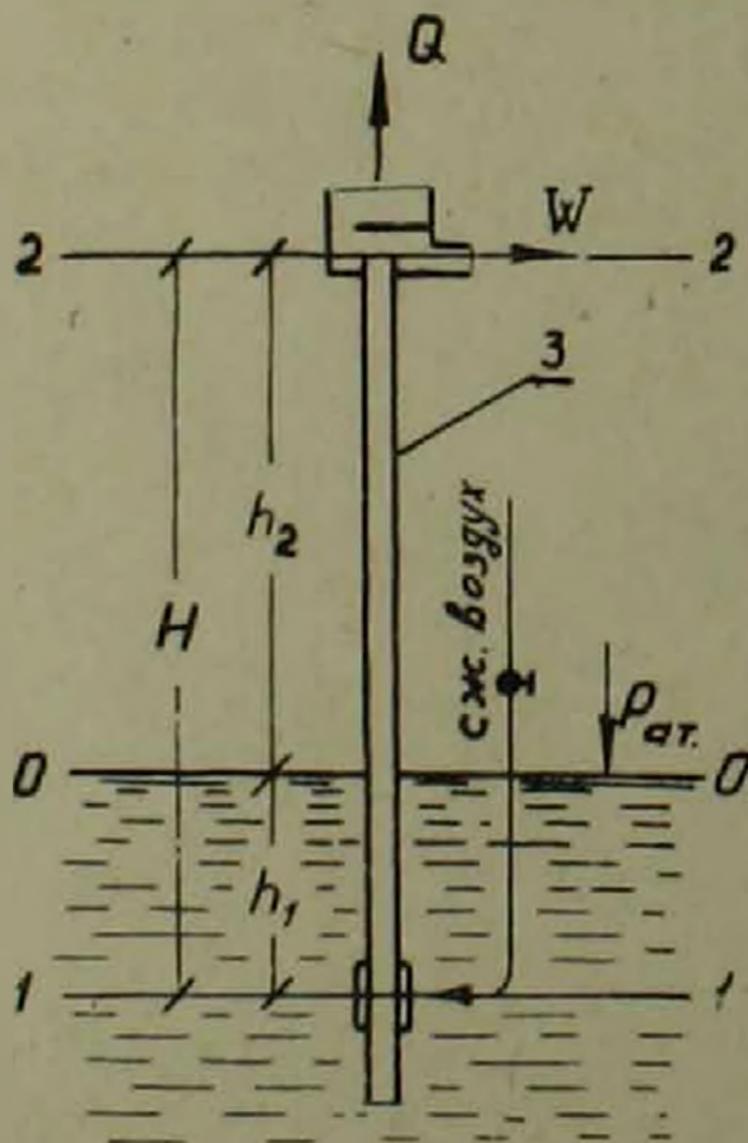


Рис. 1. Схема эрлифта

2. Работа, затраченная на подъем воды в объеме  $W'$  на высоту  $h_2$ :

$$L_n = h_2 W' \gamma_{11}. \quad (3)$$

3. Работа, затраченная на сообщение кинетической энергии воде в сечении 2—2:

$$L_k = \frac{V_k^2}{2g} W' \gamma_{11}. \quad (4)$$

Здесь  $V_k$  — конечная скорость смеси на выходе, в сечении 2—2, определяемая:

$$V_k = (Q_k + W') : F, \quad (5)$$

$$Q_k = Q_1 P_1 : P_2, \quad (6)$$

где  $F$  — поперечное сечение трубы 3.

В таком определении  $L_k$  допущены две неточности, не учтена кинетическая энергия воздуха и  $V_k$  принята равной скорости смеси. В действительности она будет несколько меньше. Эти неточности практически пренебрежимы.

4. Работа, затраченная на поддержание воды во взвешенном состоянии (<sup>1</sup>):

$$L_c = HF \varphi \gamma_{11} c, \quad (7)$$

где:  $HF$  — объем взвеси,  $\varphi$  — средняя объемная концентрация воды во взвеси, а  $c$  — средняя скорость падения этой взвеси.

5. Работа, затраченная на преодоление Дарси—Вейсбахских сопротивлений:

$$L_r = \lambda_0 \frac{H}{D} \cdot \frac{V^2}{2g} \cdot \varphi \gamma_{11} (Q + W'). \quad (8)$$

$$\text{где: } \lambda_0 = 0,3164 : Re^{0,25}, \quad Re = \frac{VD \gamma_{11}}{\mu_1 g}, \quad (9, 10)$$

$V$  — средняя скорость взвеси,

$$V = (Q + W') : F, \quad (11)$$

а средний объем воздуха:

$$Q = 2Q_1 P_1 : (P_1 + P_2). \quad (12)$$

В приведенных выражениях  $\mu_1$  и  $\gamma_{11}$  являются вязкостью и удельным весом чистой воды.

6. Кроме этих соотношений, нами эмпирически установлено, для диаметров до 0,1 м и  $0,3 \leq \varphi \leq 0,7$ :

$$c = (4,8D - 1,49\varphi + 0,98) \lg \frac{\pi}{2} (1 - \varphi). \quad (13)$$

7. И, наконец, известно (<sup>1</sup>), что:

$$\bar{z} = \frac{V_2}{V-c}, \quad \varepsilon = W : (W+Q), \quad (14, 15)$$

где  $\varepsilon$  — объемная концентрация воды в расходе смеси. Из вышеприведенных соотношений получается следующая система уравнений:

$$P_1 Q_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = h_2 W \gamma_{11} + \left( \frac{P_1 Q_1}{P_2 F} + \frac{W}{F} \right)^2 \cdot \frac{W}{2g} \gamma_{11} + HF z c \gamma_{11} +$$

$$+ i_0 \frac{H}{D} \left( \frac{2P_1 Q_1}{P_1 + P_2} + W \right)^3 \cdot \frac{\varphi \gamma_{11}}{2gF^2}$$

$$\varphi = \frac{W}{\frac{2P_1 Q_1}{P_1 + P_2} + W - cF}$$

$$i_0 = 0,3164 : \left[ \left( \frac{2P_1 Q_1}{P_1 + P_2} + W \right) \frac{D_{11}}{P_1 g F} \right]^{0,25}$$

$$c = (4,8D - 1,49\bar{z} + 0,98) 1g \frac{\pi}{2} (1 - \varphi). \quad (16)$$

II. *Некоторые особенности эрлифта.* Главная и отрицательная особенность эрлифта по сравнению с насосами, предназначенными для перекачки жидкостей, заключается в наличии  $L_c$  — затрат энергии на поддержание воздуховодяной смеси во взвешенном состоянии. Следующая (также отрицательная) особенность эрлифта заключается в сравнительно большой скорости движения взвеси, приводящей к возникновению больших  $L_s$  и  $L_r$ . Этими особенностями и обусловлен сравнительно низкий КПД этого способа перекачки жидкостей, в особенности при неправильном выборе режима работы. Положительные особенности эрлифта общеизвестны, поэтому на них нет нужды останавливаться.

III. *О давлениях  $P_1$  и  $P_2$ .* Давление  $P_1$  равно  $P_2 + h_1 \gamma_{11}$  только тогда, когда производительность  $W$  равна нулю, например, в точке

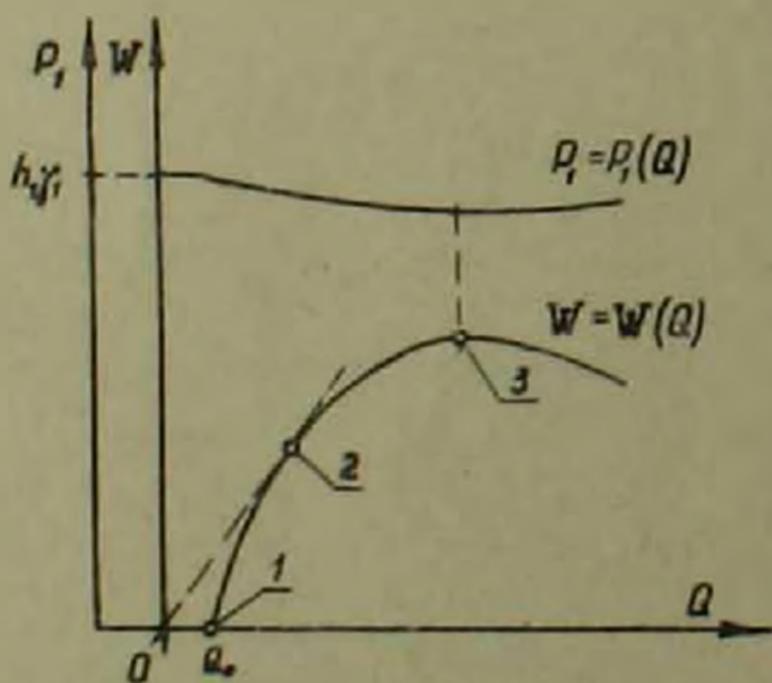


Рис. 2. Зависимость объемного расхода воды и давления  $P_1$  от расхода воздуха

1 рис. 2. Когда же  $W > 0$ , то  $P_1 = (P_2 + h_1 \gamma_{11}) - \Delta p_1$ . Это  $\Delta p_1$  представляет собой затраты давления, необходимые для сообщения воде скорости и преодоления трения и местных сопротивлений на всасе, до входа воды в сечение 1—1. Эти потери растут с ростом  $W$  и достигают максимума в точке 3 рис. 2.  $\Delta p_1$  тратится в счет  $h_1$  и приводит к уменьшению  $z$ .

При малых расходах воздуха давление  $P_2$  (рис. 1) практически не отличается от  $P_{ат}$ , но при больших значениях  $Q$  и наличии со-

противлений на выходе в атмосферу, могут возникать потери давления  $\Delta p_2 = P_2 - P_{ат}$ . Как  $\Delta p_1$ , так и  $\Delta p_2$  являются вредными, но при конструировании эрлифта можно  $\Delta p_1$  довести до такого минимума, которым можно пренебречь (в особенности при больших  $h_1$ ), и  $\Delta p_2$  вообще можно практически довести до нуля.

В дальнейшем изложении  $\Delta p_1$  и  $\Delta p_2$  не учитываются и допускается, что всегда  $P_2 = h_1 \gamma_1 + P_2$  и  $P_2 = P_{ат}$ .

IV. *Три основных режима эрлифта.* Производительность эрлифта  $W$ , как показано экспериментами многих авторов, в том числе и нами, колеблется от нуля до некоторого максимума, в зависимости от скорости  $Q$  подачи воздуха. На рис. 2 представлена типичная зависимость  $W = W(Q)$ . На левой ветви этой кривой важными являются точки 1, 2 и 3. Правая ветвь кривой, где с ростом  $Q$  происходит уменьшение  $W$  и КПД (рис. 3), не представляет интереса. Указанным трем точкам на кривой  $W = W(Q)$  соответствуют три режима действия эрлифта.

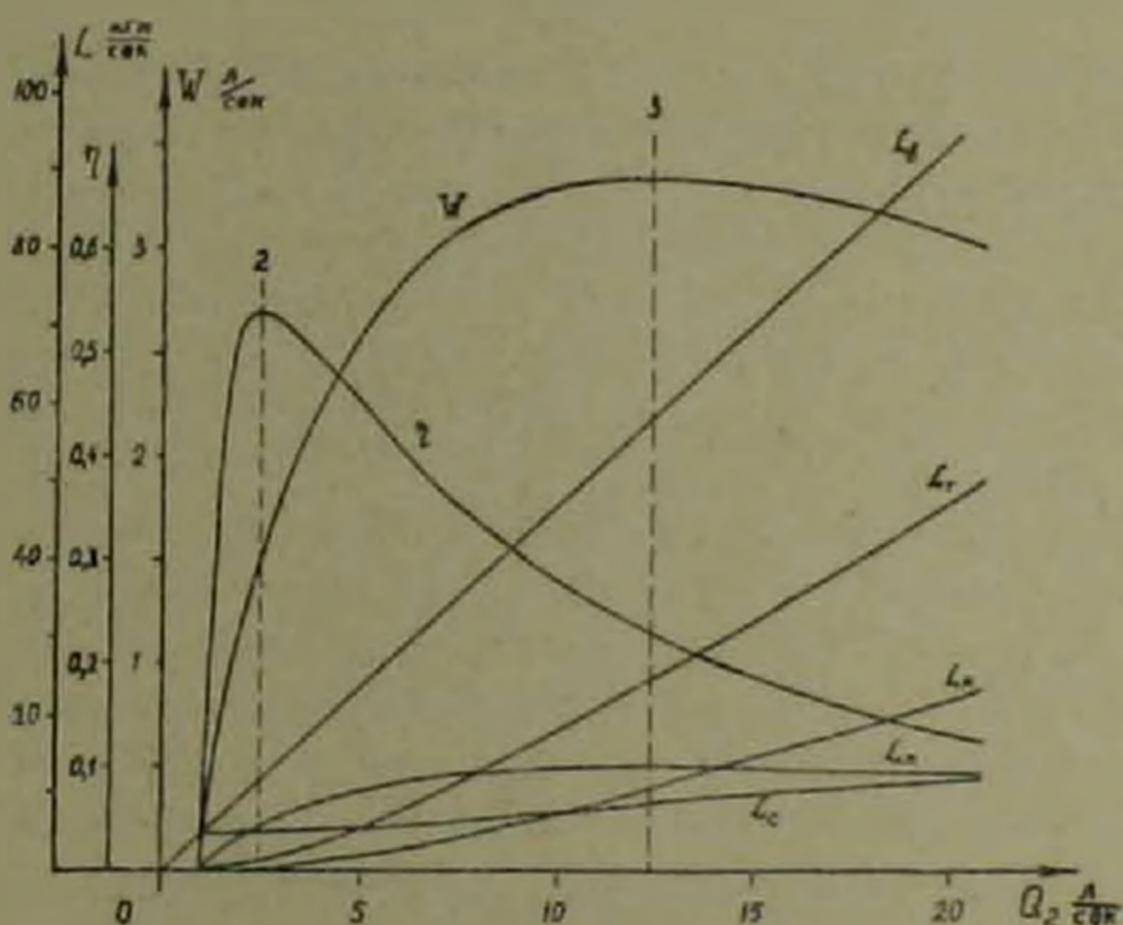


Рис. 3. Картина действия эрлифта

Точке 1 соответствует такое состояние, когда скорость подачи воздуха  $Q_0$  приводит к заполнению трубы 3 (рис. 1) воздушноводяной взвесью до сечения 2—2, но производительность  $W=0$ , еще нет перелива воды из трубы 3.

Точка 2, представляющая собой точку касания прямой, проведенной из начала координат, с кривой  $W = W(Q)$ , определяет режим работы, когда КПД имеет максимальное значение.

Точка 3, перегиб кривой  $W = W(Q)$ , представляет режим, когда производительность  $W$  имеет максимальное значение.

V. *О состоянии 1.* Если в эрлифтную трубу 3 (рис. 1) подается воздух со скоростью  $Q < Q_0$  (рис. 2), то транспорт воды не имеет места.

уровень возникающей воздушно-водяной смеси (взвеси) не доходит до сечения 2—2 (рис. 1.). При  $Q=Q_0$  вся труба 3 оказывается заполненной взвесью, однако транспорта воды еще нет и вся работа воздуха тратится только на поддержание взвеси, заполняющей всю трубу 3, то есть:

$$L_b = L_c = P_2 Q_0 \ln \frac{P_1}{P_2} = HF \varphi_0 \gamma_1 c_0. \quad (17)$$

При  $Q_0$  давление взвеси в сечении 1—1 равно гидростатическому давлению столба  $h_1$  воды, то есть:

$$h_1 \gamma_1 = H \varphi_0 \gamma_1 \quad \text{или} \quad \varphi_0 = \frac{h_1}{H} = \alpha. \quad (18)$$

Следовательно:

$$\frac{Q_0}{F} = q_0 = \gamma_1 h_1 c_0 / P_2 \ln \frac{P_1}{P_2} = \frac{c_0}{P_2} \cdot \frac{P_1 - P_2}{\ln P_1 / P_2}. \quad (19)$$

Таким образом, расход воздуха на единицу поперечного сечения эрлифтной трубы,  $q_0$ , необходимый для заполнения всей трубы, зависит от скорости падения взвеси  $c_0$  и давления  $P_1$ . Скорость  $c_0$  в свою очередь зависит от  $D$  и  $\alpha$ , а  $P_1$ , при постоянстве  $P_2$ , зависит от глубины погружения  $h_1$ . В итоге  $q_0 = q_0(\alpha, h_1, D)$ . Например, если  $H=20$  м,  $D=0,05$  м, то при  $\alpha=0,2$  и  $0,5$  соответственно  $q_0=0,4$  и  $0,075$  л/сек.см<sup>2</sup>. Если  $\alpha=0,5$ ,  $H=20$  м, то при  $D=0,05$  и  $0,1$  м, соответственно  $q_0=0,075$  и  $0,107$  л/сек.см<sup>2</sup>.

VI. *Распределение расхода энергии.* В системе уравнений (16) имеется девять переменных:  $P_1, P_2, H, D, Q_1, W, \varphi, c$  и  $\lambda_0$ , с учетом, что  $h_1 \gamma_1 = P_1 - P_2$ . Для решения примера четырех из них выбирается, например  $P_1, P_2, H$  и  $D$ . Тогда в четырех уравнениях системы (16) останутся пять неизвестных. Задаваясь значением одного из них, например  $Q_1 > Q_0$ , можно определить остальные четыре —  $W, \varphi, c$  и  $\lambda_0$ .

При помощи ЭВМ был решен ряд цифровых задач. Допускалось, что воздух и вода имеют температуру 20°C. На основании полученных данных были построены серии кривых  $W = W(Q)$  для различных  $D, \alpha, H$  и одновременно определены значения всех величин, входящих в уравнение (1).

На рис. 3 показана картина действия эрлифта при  $D=0,05$  м,  $h_1=6$  м,  $H=10$  м. Рисунок составлен с соблюдением масштаба и дает реальную картину работы. Линии, выражающие  $L_b, L_n, L_k, L_c$  и  $L_t$  объясняют вид кривых  $W = W(Q)$  и  $\eta = L_n / L_b = \eta(Q)$ .

На вертикали 2, энергия воздуха расходуется, главным образом на подъем воды  $L_n$  и на поддержание взвеси  $L_c$ . Остальные две величины  $L_t$  и  $L_k$  еще незначительны. Здесь имеется наибольшее значение КПД. Дальнейшее увеличение подачи воздуха  $Q$  приводит к возрастанию производительности  $W$ , однако при этом более быстрый

рост  $L_1$  и  $L_k$  приводит к уменьшению КПД. На вертикали 3 достигается максимум производительности  $W$  и полезной работы  $L_n$ , однако здесь КПД намного меньше, чем на вертикали 2. Правее вертикали 3 несмотря на рост  $L_b$  (или  $Q$ ), бес.слезные затраты работы  $L_c$ ,  $L_1$  и  $L_k$  достигают таких значений, что  $L_n = L_b - (L_c + L_1 + L_k)$  начинает уменьшаться, вследствие чего имеет место падение  $W$ .

VII. Режимы  $\eta_{max}$  и  $W_{max}$ . Обработкой полученных при помощи ЭВМ результатов были найдены эмпирические уравнения для двух режимов работы эрлифта: 1) когда КПД имеет максимальное значение  $\eta_{max}$  и 2) когда производительность является максимальной  $W_{max}$ .

Значение максимального коэффициента полезного действия эрлифта:

$$\eta_{max} = 0,926 \alpha H^{0,15} D^{0,15} \quad (20)$$

Очевидно:

$$\eta = \frac{L_n}{L_b} = \frac{\eta_1 h_2 W}{P_2 Q_2 \ln P_1 / P_2} \quad (21)$$

Производительность  $W_{\eta}$  при  $\eta_{max}$ :

$$W_{\eta} = 3,865 \alpha^{0,96} H^{0,17} D^{2,57}, \text{ м}^3/\text{сек.} \quad (22)$$

При известных  $\alpha$ ,  $H$ ,  $h_2$ ,  $P_2$  и заданной производительности  $W$ , с помощью уравнений (20, 21, 22) определяются  $Q_2$  и  $D$ , соответствующие наиболее экономичному режиму работы эрлифта (при этом  $D$  имеет максимальное значение).

Значение максимальной производительности:

$$W_{max} = 8,28 \alpha^{1,52} H^{0,27} D^{2,57}, \text{ м}^3/\text{сек.} \quad (23)$$

Величина КПД при  $W_{max}$ :

$$\eta_{W} = 0,442 \alpha^{0,53} H^{0,1} D^{0,18}. \quad (24)$$

С помощью уравнений (21, 23, 24) определяются  $Q_2$  и  $D$ , соответствующие режиму работы эрлифта при максимальной его производительности (когда заданная производительность  $W$  обеспечивается минимальным диаметром  $D$ ).

Следует отметить, что уравнения (20, 22, 23, 24) могут быть применены с достаточной точностью в диапазоне:  $\alpha$  от 0,3 до 0,7,  $h_1$  до 10 м,  $D$  от 25 до 100 мм.

VIII. Расчет эрлифта. Обычно заранее известны необходимая производительность  $W$ , глубина погружения  $h_1$ , высота подъема  $h_2$  и давление  $P_2$ . Расчет эрлифта сводится к определению диаметра эрлифтной трубы, ожидаемого КПД, расхода воздуха и его давления  $P_1$ . Вышеприведенные уравнения позволяют с приемлемой точностью выполнить такой расчет. Для иллюстрации приводим пример.

Пример. Производительность эрлифта должна быть  $36 \text{ м}^3/\text{час}$  воды. Глубина погружения  $h_1 = 10 \text{ м}$ , высота подъема  $h_2 = 9 \text{ м}$ ,  $P_2 = 1 \text{ атм}$ , температура воды  $20 \text{ С}$ . Рассчитать эрлифт.

Очевидно, что наиболее экономичная работа эрлифта будет при максимальном значении КПД. Учитывая, что  $W = 0,01 \text{ м}^3/\text{сек}$ ,  $H = 19 \text{ м}$ ,  $\alpha = 0,526$ , принимая  $W' = W_{\tau}$ , из уравнения (22) получаем значение диаметра соответствующего  $\tau_{\text{опт}}$ .  $D_{\tau} = 0,103 \text{ м}$ . Из уравнения (20) получаем  $\tau_{\text{опт}} = 0,5385$ .

Давление в условиях примера будет  $P_1 = 2 \text{ атм}$ . Далее, согласно (21) находим  $Q_{\tau} = 0,0242 \text{ м}^3/\text{сек}$  в условиях  $P_2 = 1 \text{ атм}$ . Максимальная производительность такого эрлифта с диаметром  $103 \text{ мм}$ , согласно (23) будет  $0,0193 \text{ м}^3/\text{сек}$  или  $69,4 \text{ м}^3/\text{час}$ . При этом, согласно (24) его КПД снизится до  $0,28$ , а расход воздуха под давлением  $P_2$  составит:

$$Q_{\text{в}} = \frac{0,0242}{0,01} \cdot 0,0193 \cdot \frac{0,5385}{0,28} = 0,0896 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Таким образом, если в условиях примера, эрлифтную трубу установить с диаметром  $103 \text{ мм}$ , то она обеспечит заданную производительность при наиболее экономичном режиме работы. При необходимости производительность эрлифта можно почти удвоить, в счет снижения КПД почти в два раза.

Этим можно считать расчет законченным. Однако представляет интерес также следующее дополнение.

Этим расчетами определялись координаты точек 2 и 3 (рис. 2). Они составляют  $W_{\tau} = 0,01$  и  $Q_{\tau} = 0,0242$  для точки 2 и  $W_{\text{max}} = 0,0193$  и  $Q_{\text{в}} = 0,0896$  для точки 3. Представляет интерес также

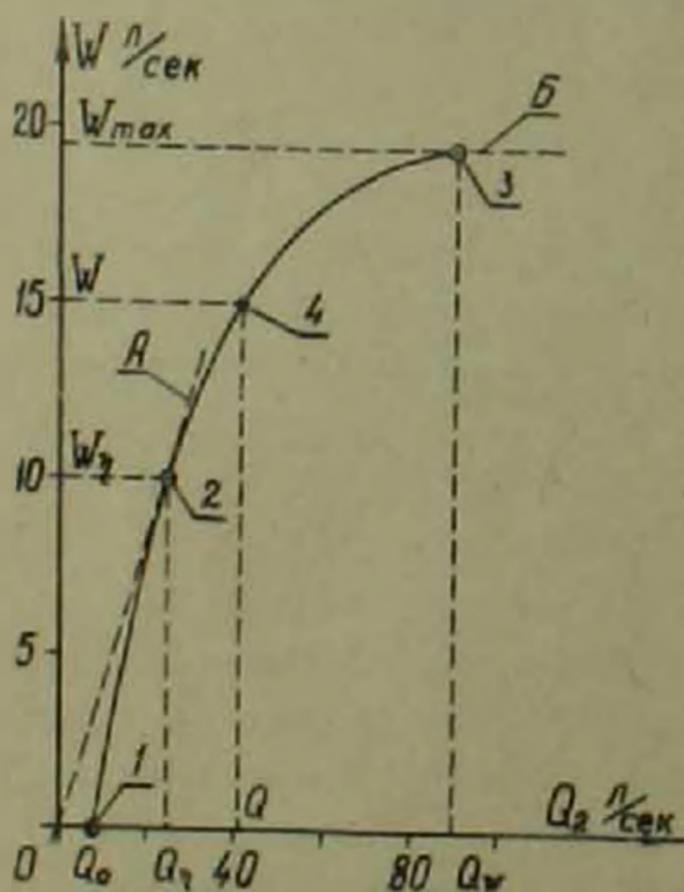


Рис. 4. Примерный расчет эрлифта

абсциссы точки 1, ордината которой  $W' = 0$ . Имея в виду, что в точке 1  $\epsilon_0 = \alpha = 0,526$  и  $D = 0,103 \text{ м}$ , из (13) находим  $c_0 = c = 0,64 \text{ м/сек}$ , а по (19) находим расход воздуха  $Q_0$  в токе 1, равный  $0,0077 \text{ м}^3/\text{сек}$ .

Накладывая эти точки на диаграмме  $W - Q$ , проводят прямые А и Б (рис. 4). Учитывая, что А и Б являются касательными, по точкам 1, 2 и 3 проводят кривую, с приемлемой точностью описывающей связь  $W' = W(Q)$  между точками 1 и 3. С помощью этой кривой можно, например, для произвольной точки 4 найти расход воздуха  $Q$ , если нужно иметь производительность  $W$ .

Если же необходимо иметь более точную кривую  $W = W(Q)$ , то нужно ее вычислить с помощью системы уравнений (16) на ЭВМ.

Институт органической химии  
Академии наук Армянской ССР

Ո. Ն. ՍԻՐԱԿԻՆՅԱՆ, Հավակոն ՍՍՀ ԳԱ բզրակից անդամ Ա. Մ. ԿՈՍՊՈՐՅԱՆ, Ռ. Ն. ՀԼԿՈՐՅԱՆ

### Էրլիֆտի աշխատանքի եկադրությունը և ճաշվարկը

Նախորդ հետազոտությունները <sup>(1)</sup> վերաբերվում էին էրլիֆտի աշխատանքի որակական և քանակական բնորոշմանը: Իրանք թույլատրեցին մանրամասն ուսումնասիրել էրլիֆտի աշխատանքը և ստանալ այդ սարքավորումների հաշվման հղանակ, որոնք և ներկայացվում են այս հաղորդման մեջ:

Ունենալով էրլիֆտում ծախսվող էներգիայի հաշվեկշիռը, բանաձև (1) և նրա բոլոր հինգ անդամների մաթեմատիկական բնորոշումը (տես բանաձև 2, 3, 4, 7, 8, օգտագործելով փորձնականորեն որոշված  $c = c(\tau, D)$  և

հատնի  $\tau = \frac{zV}{V - c}$  կապերը, ստանում ենք նրա աշխատանքը լիովին բնութագրող (16) հավասարումների ամբողջականությունը:

էՇՄ-ի օգնությամբ (16)-ը ենթարկված է թվային հետազոտման: Օգտվելով հետազոտման արդյունքներից, էրլիֆտի աշխատանքի էկոնոմիկ (ըստ արտաքինից ծախսվող էներգիայի) և ամենամեծ արտադրողականության ուժեղման համար դուրս են բերվում առնչություններ (բանաձև 20, 22, 23, 24):

Էրլիֆտի գործողության սկզբնական վիճակի տեսական և փորձնական հետազոտությունը (վիճակ, որի պայմաններում խառնուրդով լցված Յ խողովակից, տես նկ. 1, հեղուկի արտահոսում տեղի չի ունենում) հաստատում է մի կարևոր հանդամանք: Տվյալ վիճակում, կախված խողովակի հարաբերական —  $\alpha$ , բացարձակ —  $h_1$  բնկղմվածությունից և  $l$ ) տրամագծից, էրլիֆտում ստեղծվում է հրկֆազ խառնուրդի որոշակի  $\tau_{00}$  սկզբնական բաղադրություն:

Այսպիսով, հնարավոր է լինում որոշել տվյալ սարքավորման աշխատանքի սկզբնական վիճակին համապատասխանող օդի ծախսը (19, 13):

Կատարված հետազոտությունները թույլ են տալիս նախօրոք հայտնի արժեքների համար տեխնիկական հաշվարկներին բավարարող ճշտությամբ նախագծել պահանջվող արտադրողականությունը ապահովող էրլիֆտային սարքավորում: Առավել ճշգրիտ նախագծման անհրաժեշտության դեպքում այն կատարվում է (16) հավասարումների ամբողջականությունը լուծելով էՇՄ-ի օգնությամբ:

### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

<sup>1</sup> А. М. Гаспарян, С. Е. Сирадегян, Р. Е. Акопян, ДАН Арм.ССР, т. LV, № 5,

УДК 530.145

ФИЗИКА

Академик Н. М. Лифшиц, Г. А. Варданян

### Квантовая теория неидеальных решеточных систем

(Представлено 2/XI 1973)

Дефекты обычно рассматривают классически как локализованные объекты, лишь изредка передвигающиеся из одного положения в другое. Ясно, однако, что при достаточно низких температурах, из-за эффекта квантового туннелирования дефекты (или примеси) превращаются в возбуждения, практически свободно движущиеся через кристалл. Согласно квантовой механике, в таком случае возможные состояния дефекта классифицируются по значениям квазиимпульса  $\hbar k$ . С каждым типом дефекта связана, таким образом, ветвь возбуждений—дефектонов. На характер движения дефектонов существенным образом сказываются возможные столкновения их друг с другом, из-за наличия сильного отталкивания, характеризующее их непроницаемость в одном узле решеточного пространства:

$$U_{R_1 R_2} = \begin{cases} V & R_1 = R_2 \\ 0 & R_1 \neq R_2 \end{cases}$$

Поскольку этот потенциал взаимодействия удовлетворяет условию локальности (<sup>1</sup>), то оказывается возможным сформулировать и точно решить задачу рассеяния квазичастиц, методом, развитым в теории о локальных вырожденных возмущениях (<sup>2-5</sup>).

В настоящей работе будет получено выражение для амплитуды рассеяния, которое обладает интересными особенностями из-за дискретности пространства (§ 1) и оно будет применено при вычислении энергетического спектра неидеального решеточного Бозе-газа дефектонов в (<sup>6,7</sup>) (§ 2).

1. *Рассеяние частиц в дискретном пространстве.* Пусть две частицы с импульсами  $k_1$  и  $k_2$  и энергиями  $\epsilon(k_1)$  и  $\epsilon(k_2)$  рассеиваются через непроницаемый потенциал взаимодействия:

$$U_{R_1 R_2} = \begin{cases} V & R_1 = R_2 \\ 0 & R_1 \neq R_2 \end{cases} \quad (1)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — дискретные радиусы — векторы пространства.

Уравнение, описывающее такой процесс рассеяния, будет:

$$\sum_{R'} A_{R, R'} \varphi(R', R_2) + \sum_{R'} A_{R', R} \varphi(R_1, R') + V \delta_{R, R_1} \varphi(R_1, R_2) = z \varphi(R_1, R_2). \quad (2)$$

Очевидно, что потенциал взаимодействия (1) удовлетворяет условию вырожденности (2), в результате чего после несложных вычислений, получим:

$$\varphi_{p, q, q'}(R_1, R_2) = \varphi_{p, q}^0(R_1, R_2) + \tau V \int \frac{\exp(i\mathbf{x}R) d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - z}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_{p, q}^0(R_1, R_2) &= \exp[ip(R_1 + R_2)] \exp(iqR); \quad R = R_2 - R_1 \\ p &= k_1 + k_2; \quad q = k_2 - k_1, \quad q' = q_2 - q_1; \\ z &= E + i0; \quad E = \varepsilon(p - q'/2) + \varepsilon(p + q'/2), \end{aligned} \quad (4)$$

а величина  $\tau$  определяется из граничного условия на волновую функцию:

$$\tau_{p, q, q'} = \frac{1}{1 + V \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - z}} \quad (5)$$

следовательно, при  $V \rightarrow \infty$

$$(\tau V)^{-1} = \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - z}. \quad (6)$$

Окончательно для волновой функции имеем:

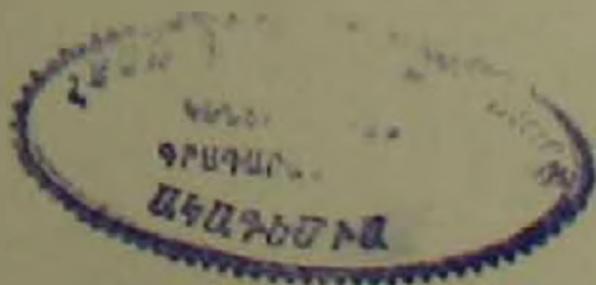
$$\begin{aligned} \varphi_{p, q, q'}(R_1, R_2) &= \varphi_{p, q}^0(R_1, R_2) + \left[ \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - z} \right]^{-1} \\ &\cdot \int \frac{\exp(i\mathbf{x}R) d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - z}. \end{aligned} \quad (7)$$

Рассмотрим поведение входящего в это выражение интеграла:

$$I_{q, E} = \int \frac{\exp(i\mathbf{x}R) d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x}-\mathbf{q}) + \varepsilon(\mathbf{x}+\mathbf{q}) - \varepsilon(p - q'/2) - \varepsilon(p + q'/2)} \quad (8)$$

при больших  $R$  (2).

Легко убедиться, что асимптотическое выражение для  $I$  будет:



$$I = \frac{\exp(i\vec{z}, R)}{R} \frac{1}{|\nabla\varepsilon(\vec{x}, -q) + \nabla\varepsilon(\vec{x}, +q)|\sqrt{K}}, \quad (9)$$

где  $K$  — гаусова кривизна поверхности в точке  $\vec{x}$ , которая дается уравнениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\vec{x}, -q) + \varepsilon(\vec{x}, +q) &= \varepsilon; \\ |n, |\nabla\varepsilon(\vec{x}, -q) + \nabla\varepsilon(\vec{x}, +q)|| &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (7) и (9) асимптотическое поведение волновой функции будет:

$$\varphi(R_1, R_2) = e^{i\rho(R_1+R_2)} \left| e^{iqR} + \sum f_p(p, q, q') \frac{e^{i\rho R}}{R} \right|, \quad (11)$$

где

$$f_p(p, q, q') = \frac{\int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - \varepsilon(p-q'/2) - \varepsilon(p+q'/2)}}{|\nabla\varepsilon(\vec{x}, -q) + \nabla\varepsilon(\vec{x}, +q)|\sqrt{K}}, \quad (12)$$

является амплитудой рассеяния.

Теперь рассмотрим случай, когда одновременно с бесконечно большим отталкиванием существует и маленькое притяжение, т. е. потенциал взаимодействия имеет вид:

$$U_{R,R_1} = \begin{cases} V_{-} & R_1 = R_2 \\ -v_{R,R_1} & R_1 \neq R_2. \end{cases} \quad (13)$$

Уравнение (2) с потенциалом (13) решаем методом, развитым в работе (3), получаем:

$$\begin{aligned} \varphi_{p,q,q'}(R_1, R_2) &= \varphi_{p,q}^0(R_1, R_2) + \varepsilon V \int \frac{\exp(i\vec{z}, R) d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - z} - \\ &- \int \frac{c(\vec{x}) d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - z} \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\varphi_{p,q,q'} = \frac{1}{1 + V \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - E}} \frac{\int \frac{c(\vec{x}) d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - z}}{1 + V \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x}-q) + \varepsilon(\vec{x}+q) - z}} \quad (15)$$

Следовательно:

$$(\varepsilon V_{\vec{x}, \vec{x}})^{-1} = \frac{1 - \int \frac{c(\vec{x}) d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}}{\int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}} \quad (16)$$

Для асимптотической волновой функции в этом случае имеем:

$$\begin{aligned} \rho(R_1, R_2) = e^{ip(R_1 + R_2)} & \left[ e^{iqR} + \int \frac{1 - \int \frac{c(\vec{x}) d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}}{\int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}} \times \right. \\ & \left. \times \sum \frac{\exp(i\vec{x}, R)}{R / \nabla \varepsilon(\vec{x}, -\vec{q}) + \nabla \varepsilon(\vec{x}, +\vec{q}) / \sqrt{K}} - \sum \frac{\exp(i\vec{x}, R) \cdot c(\vec{x}, )}{R / \nabla \varepsilon(\vec{x}, -\vec{q}) + \nabla \varepsilon(\vec{x}, +\vec{q}) / \sqrt{K}} \right] \quad (17) \end{aligned}$$

Итак, амплитуда рассеяния в этом случае будет:

$$\begin{aligned} f.(\rho, q, q') = & \frac{1 - \int \frac{c(\vec{x}, \rho - q'/2, \rho + q'/2) d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}}{\int \frac{d^3x}{\varepsilon(\vec{x} - \vec{q}) + \varepsilon(\vec{x} + \vec{q}) - E}} \cdot \frac{|\nabla \varepsilon(\vec{x}, -\vec{q}) + \nabla \varepsilon(\vec{x}, +\vec{q})| \sqrt{K}}{R / \nabla \varepsilon(\vec{x}, -\vec{q}) + \nabla \varepsilon(\vec{x}, +\vec{q}) / \sqrt{K}} \\ & - \frac{c(\vec{x}, \rho - q'/2, \rho + q'/2)}{|\nabla \varepsilon(\vec{x}, -\vec{q}) + \nabla \varepsilon(\vec{x}, +\vec{q})| \sqrt{K}} \quad (18) \end{aligned}$$

Отметим, что для малых потенциалов притяжения коэффициент  $c$  будет:

$$c(\vec{x}, \rho, q) = \sum_{R_1 + R_2} \exp[i(\vec{x} + \vec{q}/2)(R_1 - R_2)] v_{R, R_1} \exp(iqR) \exp[ip(R_1 + R_2)]. \quad (19)$$

В дальнейшем будем использовать разные асимптотики функций (12) и (18).

2. Решеточный неидеальный Бозе газ. На характер энергетического спектра Бозе квазичастиц существенным образом сказываются их столкновения друг с другом, вследствие чего возникают: движущийся Бозе конденсат и над ним — элементарные возбуждения. Движение Бозе конденсата, скорость которого не выпадает, поскольку в данном случае не играет роли принцип относительности Галилея, приводит к тому, что в системе квазичастиц существуют две системы отсчета, связанные, соответственно с решеткой и конденсатом.

Построим энергетический спектр Бозе квазичастиц с движущимся со скоростью  $\mathbf{v}$  конденсатом ( $\mathbf{v}$  — соответствует квазимпульсу  $\rho_{\mathbf{v}}(\nabla \varepsilon(\mathbf{k})|_{\mathbf{k}=\rho_{\mathbf{v}}=\mathbf{v}})$ ).

Гамильтониан  $N$  квазичастиц, взаимодействующих через потенциал (13) имеет вид:

$$H = \sum_{R, R'} A_{R, R'} \hat{a}_R \hat{a}_{R'} + \sum_{R, R'} U_{R, R'} \hat{a}_R^+ \hat{a}_{R'} \hat{a}_{R'} \hat{a}_R, \quad (20)$$

где  $\hat{a}_R^+$  и  $\hat{a}_R$  — операторы рождения и уничтожения Бозе квазичастиц в точке  $R$ .

$$A_{R, R'} = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon(\mathbf{k}) \exp(i \mathbf{k} R), \quad (21)$$

а величина  $U_{R, R'}$  дается соотношением:

$$U_{\frac{p-q}{2}, \frac{p+q}{2}} = \sum_{R, R'} U_{R, R'} \varphi(R, R'), \quad (22)$$

которое при малых концентрациях (изменение импульса при столкновении — малая величина) с учетом (17) будет:

$$U(\rho_0) = \left[ 1 - \frac{1}{2} \int \frac{c(\mathbf{x}) d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x} - \rho_0) + \varepsilon(\mathbf{x} + \rho_0) - 2\varepsilon(\rho_0)} \right] \left[ \frac{1}{2} \int \frac{d^3x}{\varepsilon(\mathbf{x} - \rho_0) + \varepsilon(\mathbf{x} + \rho_0) - 2\varepsilon(\rho_0)} \right]^{-1} \quad (23)$$

Из (20) и (23) после соответствующих преобразований (\*) окончательно имеем:

$$H = E_0 + \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon'(\mathbf{p}, \rho_0) \hat{b}_{\mathbf{p}}^+ \hat{b}_{\mathbf{p}}, \quad (24)$$

где  $E_0$  — энергия основного состояния:

$$E_0 = N_{\rho_0}^2 \frac{c^2(\rho_0)}{2} - U(\rho_0) N_{\rho_0} \left[ \left( 2 - \frac{1}{U(\rho_0)} \right) \varepsilon_0 \right] + \varepsilon_0; \quad \varepsilon_0 = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon(\mathbf{k}) \quad (25)$$

$\hat{b}_{\mathbf{p}}^+$  и  $\hat{b}_{\mathbf{p}}$  — новые операторы рождения и уничтожения Бозе квазичастиц,  $c$  — скорость звука:

$$c(\rho_0) = \sqrt{2U(\rho_0) N_{\rho_0} / v} \quad (26)$$

а  $\varepsilon'(\mathbf{p}, \rho_0)$  — новый закон дисперсии:

$$\varepsilon'(\mathbf{p}, \rho_0) = \left\{ \frac{1}{2} |\varepsilon(\mathbf{p} - \rho_0) + \varepsilon(\mathbf{p} + \rho_0) - 2\varepsilon(\rho_0)|^2 + c^2(\rho_0) |\varepsilon(\mathbf{p} - \rho_0) + \varepsilon(\mathbf{p} + \rho_0) - 2\varepsilon(\rho_0)| \right\}^{1/2}. \quad (27)$$

Ոչ իդեալական ցանցային սիստեմների Բվանտային տեսությունը

Դիտարկված է դիսկրետ տարածության մեջ կամայական դիսպերսիոն օրենքով նկարագրված մասնիկների ցրումը վանդալական անվերջ մեծ լույսայնությունների և թույլ ձգողականության առկայության դեպքում:

Ստացված է Բոզե մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> *И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 12, 156 (1942).* <sup>2</sup> *И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 17, 1017 (1947).* <sup>3</sup> *И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 18, 293 (1948).* <sup>4</sup> *И. М. Лифшиц, Nuovo cimento suppl. 3, 716 (1956).* <sup>5</sup> *И. М. Лифшиц, УМН, 7, 170 (1952).* <sup>6</sup> *А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 56, 2057 (1969).* <sup>7</sup> *R. A. Guyer, Journal of low Temp. Phys. 8, 427 (1972).* <sup>8</sup> *Л. Д. Ландау, И. М. Лифшиц, Статистическая физика, М, 1964.*

УДК 535.33

ФИЗИКА

А. О. Меликян, С. Г. Саакян

**Система взаимодействующих атомов в поле  
 интенсивной световой волны**

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 5/VI 1973)

Поведение двухуровневого атома в поле интенсивной световой волны изучалось теоретически и экспериментально в ряде работ (1-3). В частности, было обнаружено, что на двухуровневой системе может идти некогерентное комбинационное рассеяние (трехфотонное рассеяние), которое является следствием эффектов интенсивности. Теория этого явления достаточно проста, однако модель, рассмотренная в (1) идеализирована, поскольку не учитывает взаимодействия атомов между собой. В настоящей заметке рассмотрена система из  $N$  периодически расположенных в пространстве атомов, взаимодействующих между собой посредством кулоновских сил, причем учитывается только взаимодействие возбужденного атома с невозбужденным, и с интенсивным электромагнитным полем.

Исходный гамильтониан возьмем в виде

$$H = H_0 + H_1 + H_2;$$

$$H_0 = \omega_0 \sum_i \sigma_i^+ \sigma_i^- + (V \sum_i \sigma_i^- e^{i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r}_i)} + \text{э. с.});$$

$$H_1 = \sum_{ij} u_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^-;$$

$$H_2 = \sum_{lk} (\beta_k \sigma_l^+ \sigma_k^- e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_l)} + \text{э. с.}). \quad (1)$$

где  $\omega_0$  — частота атомного перехода,  $\sigma^\pm$  — матрицы Паули,  $V = -\frac{1}{2}(\vec{E} \vec{d})$ ,

$\vec{E}$  — амплитуда внешнего классического поля с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\vec{q}$ ,  $\vec{d}$  — дипольный матричный элемент перехода,  $\vec{r}_i$  — координата центра тяжести  $i$ -го атома,  $u_{ij} = u(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$  — матричный элемент резонансного кулоновского взаимодействия; последний член описывает

взаимодействие с квантованным полем фотонов, которое в дальнейшем будет учитываться по теории возмущений.

Совершая над уравнением Шрёдингера унитарное преобразование с помощью оператора  $U$

$$U = \exp \left\{ i \sum_l \sigma_l^- \sigma_l^- (\vec{q} \vec{r}_l - \omega t) \right\} \quad (2)$$

получаем

$$H_0 = -\varepsilon \sum_l \sigma_l^+ \sigma_l^- + V \sum_l \sigma_l^- + V^* \sum_l \sigma_l^+ = \sum_l H_{0l},$$

$$H_1 = \sum u_{ij} e^{i\vec{q} \vec{R}_{ij}} \sigma_l^- \sigma_j^+; \quad (3)$$

$$H_2 = \sum_{lk} \beta_k^* c_k \sigma_l^+ e^{i(\vec{k}-\vec{q})\vec{r}_l + i(\omega-\omega_k)t} + \text{с. с.};$$

$$\varepsilon = \omega - \omega_0; \quad \vec{R}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j.$$

Собственные функции и собственные значения оператора  $H_{0l}$  имеют вид

$$\Phi_1 = A \chi_{l,j}^- + B \chi_{l,j}^+; \quad \Phi_2 = -B \chi_{l,j}^- + A \chi_{l,j}^+;$$

$$E_{1,2} = -\frac{\varepsilon}{2} \pm \frac{\varepsilon}{2} \sqrt{1 + \frac{4V^2}{\varepsilon^2}} = -\frac{1}{2} (\varepsilon + \Omega). \quad (4)$$

Свойства функций  $\Phi_{1,2}$  и явный вид величин  $A$  и  $B$  можно найти в (1). Поскольку  $[H_{0l}, H_{0j}] = 0$ , собственные функции оператора  $H_0$  можно записать в виде произведений функций типа (4), в которых  $\chi^-$  и  $\chi^+$  — двухкомпонентные спиноры, соответствующие атому в основном и возбужденном состояниях.

Диагонализация  $H_0 + H_1$  в общем виде невозможна. поэтому предположим, что расщепление, вызванное кулоновским взаимодействием, много меньше, чем разность энергий состояний  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , т. е.  $|\sum_j u_{ij} e^{i\vec{q} \vec{R}_{ij}}| \ll \Omega$  (для дальнейшего это условие является достаточным, но, по-видимому, не является необходимым). Если  $\Omega > 0$  ( $\varepsilon < 0$ ) основное состояние системы в нулевом приближении запишется в виде:

$$\Psi = \prod_l \Phi_l^{(0)}. \quad (5)$$

При выключении поля  $V$  имеем

$$\Psi \rightarrow \prod_l \chi_{l,j}^-. \quad (6)$$

В первом приближении по  $H_1$  энергия состояния (5) равна

$$E_0 = N \left( E_1 + \frac{V^2}{\varepsilon^2 + 4V^2} \sum_j u_{ij} e^{i\vec{q} \vec{R}_{ij}} \right), \quad (7)$$

причем, поскольку  $qa \ll 1$ , где  $a$  — постоянная решетки, можно считать, что трансляционная инвариантность не нарушена сильным полем, и сумма в правой части (7) не зависит от индекса  $i$ .

Первое возбужденное состояние системы, когда один из атомов находится в состоянии  $\Phi_2$ , а остальные в  $\Phi_1$ , в нулевом приближении  $N$ -кратно вырождено. Поэтому, по аналогии с теорией молекулярных экситонов, введем квазичастичные волновые функции следующим образом

$$\Psi(\vec{x}) = \sum_i \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\vec{x}\cdot\vec{r}_i} \Psi_i; \quad \Psi_i = \Phi_2^{(i)} \prod_{j \neq i} \Phi_1^{(j)}, \quad (8)$$

где  $\vec{x}$  — квазиимпульс. Энергетический спектр дается выражением

$$\begin{aligned} E(\vec{x}) &= NE_1 + \Omega + \Psi^*(\vec{x})H_1\Psi(\vec{x}) = \\ &= E_0 + \Omega + \left( \frac{\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2} - \epsilon}{2\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2}} \right)^2 \sum_j u_{0j} e^{i(\vec{q}-\vec{x})\cdot\vec{R}_{0j}} + \\ &+ \left( \frac{\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2} + \epsilon}{2\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2}} \right)^2 \sum_j u_{0j} e^{i(\vec{q}+\vec{x})\cdot\vec{R}_{0j}}. \end{aligned} \quad (9)$$

В пределе  $4V^2 \ll \epsilon^2$ , формулы (5)–(9) совпадают с обычными формулами теории молекулярных экситонов (4).

Перейдем к вычислению вероятностей испускания и поглощения света. В состоянии с волновой функцией (5) система обладает отличным от нуля средним дипольным моментом, который осциллирует с частотой  $\omega$ . Вероятность излучения одного фотона в единицу времени оказывается равной

$$P_{\text{исг}} = 2\pi |\beta_k|^2 N^2 \frac{V^2}{\epsilon^2 + 4V^2} \delta(\omega_k - \omega) \delta_{\vec{k}, \vec{q}}. \quad (10)$$

Это есть не что иное, как вероятность когерентного рассеяния интенсивной световой волны. Структура формулы (10) достаточно проста и на ней останавливаться не будем. Пусть теперь система переходит из состояния (5) в состояние (8) с излучением фотона. Вероятность такого перехода равна

$$P_{\text{контб}} = 2\pi |\beta_k|^2 N(n_k + 1) \left( \frac{\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2} + \epsilon}{2\sqrt{\epsilon^2 + 4V^2}} \right)^2 \delta(\omega_k - \omega + E(\vec{x}) - E_0) \delta_{\vec{q}, \vec{k} + \vec{x}}, \quad (11)$$

где  $n_k$  — число фотонов в слабом поле. Этот процесс является аналогом трехфотонного рассеяния на одном атоме (1), однако сильно отличается от последнего тем, что является когерентным. Действительно, из (11) следует, что необходимо одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Когерентный характер трехфотонного рассеяния, описываемого формулой (11) обусловлен взаимодействием атомов между собой, и если пренебречь в  $E(\vec{x})$  кулоновским расщеплением, затем просуммировать вероятность (11) по всем  $\vec{x}$ , получится обычная формула трехфотонного рассеяния. Заметим также, что с формальной точки зрения процесс (11) можно рассматривать

как „распад“ фотона  $q$  на фотон  $k$  и „экситон“  $x$ . Формула (11) описывает поглощение фотонов при переходе из состояния  $\Psi(x)$  в  $\Psi'$ , если в ней заменить  $n_k+1$  на  $n_k$ . При этом же переходе может происходить испускание фотона с вероятностью

$$P'_{\text{комб}} = 2\pi |g_k|^2 N(n_k+1) \left( \frac{V\sqrt{\varepsilon^2+4V^2}-\varepsilon}{2V\sqrt{\varepsilon^2+4V^2}} \right)^2 \delta(\omega_k - \omega + E_0 - E(x)) \delta_{\sigma, k-1} \quad (12)$$

При  $\varepsilon > 0$  в формулах (10)–(12) надо заменить знак перед  $\varepsilon$ .

Таким образом, коллективное поведение атомов приводит к тому, что различные неупругие процессы типа поглощения света или трехфотонного рассеяния становятся когерентными.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за полезные обсуждения.

Институт физических исследований  
Академии наук Армянской ССР

Ա. Հ. ՄԱԼՔՅԱՆ, Ս. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Փոխազդող ատոմների սիստեմն ինտենսիվ լույսային ալիքի դաշտում

Գիտարկված է տարածության մեջ պարբերական ձևով տեղափորված ատոմների սիստեմ, որոնց միջև կա ուղղահայնային կուլոնյան փոխազդեցություն, ինտենսիվ լույսային դաշտում: Հաշվարկված են եռաֆոտոնային ցրման, յրացուցիչ թույլ ալիքի կլանման և ուլտրաֆուլյան հաճախականությունների հույց է տրված, որ ատոմների կոլեկտիվ վարքը, որն առաջանում է նրանց իրար հետ փոխազդեցությունից, բերում է նրան, որ ոչ առաձգական ցրման և կլանման պրոցեսները դառնում են կոհերենտ: Հաշվարկելիս ենթադրվել է, որ կուլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված ձևերումը շատ փոքր է ուժեղ դաշտում ասումի օսցիլյացիաների բնորոշ հաճախականությունից:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

<sup>1</sup> М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Мелихин, ЖЭТФ, 58, 281 (1970). <sup>2</sup> S. Stenholm, Phys. Rep., 6С, 62 (1973). <sup>3</sup> М. Е. Мовсесян, Докторская диссертация, 1972. <sup>4</sup> А. С. Давыдов, Теория молекулярных экситонов, 1970.

УДК 535.55

ФИЗИКА

А. Х. Григорян

### Измерение внутренних напряжений в рубиновых стержнях

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 5/VII 1973)

Для определения внутренних напряжений в стержневых кристаллах рубина применяется поляризационно-оптический метод, характерной особенностью которого является работа с иммерсионной жидкостью<sup>(1)</sup> — йодистым метиленом или др. Последние представляют собой ядовитые вещества, трудно подбираемые по показателю преломления, что создает значительные неудобства при серийной проверке качества кристаллов.

Описываемый способ измерения внутренних напряжений в стержневых кристаллах рубина с полированной боковой поверхностью исключает применения иммерсионных сред и позволяет достаточно быстро оценивать среднюю величину внутренних напряжений, действующих вдоль оси роста кристалла.

Известно<sup>(2)</sup>, что определение внутренних напряжений в кристаллах корунда поляризационно-оптическим методом заключается в измерении разности хода двух лучей, вызванной аномальным двулучепреломлением и вычисляется по формуле<sup>(1)</sup>.

$$\sigma = \frac{\Gamma}{d \cdot c}, \quad (1)$$

где  $d$  — толщина образца, см;

$\Gamma$  — разность хода, нм;

$c$  — фотоупругая константа для рубина  $c = 2,1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/кг.

В параллельном поляризованном свете, при скрещенных поляроидах и установке четверть волновой пластинки в положение погасания относительно поляризатора и анализатора, точная установка кристалла производится по ортоскопической картине, что обеспечивает просмотр кристалла вдоль его оптической оси, когда собственное двулучепреломление кристалла отсутствует и, наблюдаемая оптическая разность хода, определяется внутренними напряжениями, имеющимися в кристалле.

Определение напряжения в кристаллах рубина цилиндрической формы проводилось в параллельном поляризованном свете по схеме (рис. 1), которая состоит из источника света газового лазера (а) с  $\lambda = 632,8$  н.м, работающего в одномодовом режиме, коллиматора (б), ирисовой диафрагмы (в) для формирования луча, поляризатора (г), кристалла (д) на юстировочном приспособлении, компенсатора Сенармона, состоящего из пластинки  $\lambda/4$  (е) и анализатора с лимбом (ж) для компенсации разности хода лучей, объектива (з), матового экрана (и) и фотоаппарата (к).

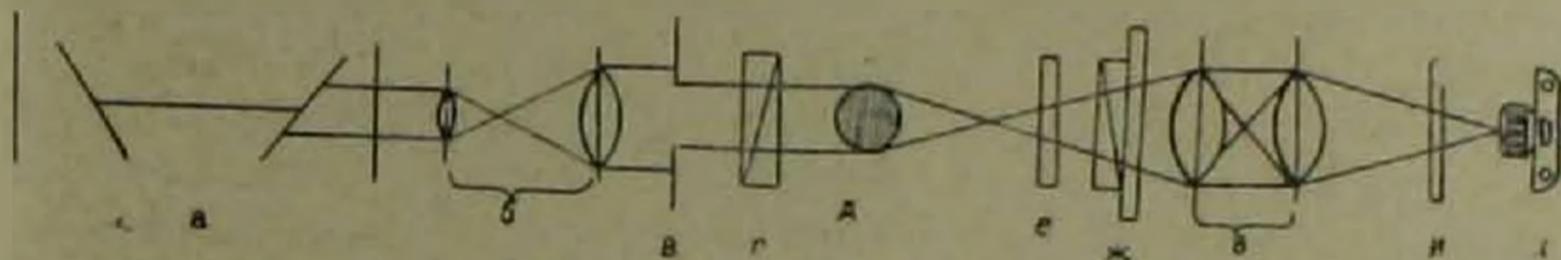


Рис. 1. Оптическая схема для определения напряжений в стержнях

После включения лазера и установки пластинки  $\lambda/4$  в положение погасания относительно скрещенных поляроидов устанавливают кристалл на юстировочный столик боковой поверхностью перпендикулярно лучу лазера. С помощью диафрагмы формируют пучок по диаметру кристалла и, перемещением столика вдоль луча лазера, добиваются на матовом экране увеличенного изображения кристалла. Установка кристалла в положение, когда его оптическая ось будет совпадать с направлением луча лазера, производится как вращением кристалла вокруг своей геометрической оси до появления интерференционных полос, так и разворотом юстировочного столика вокруг верти-

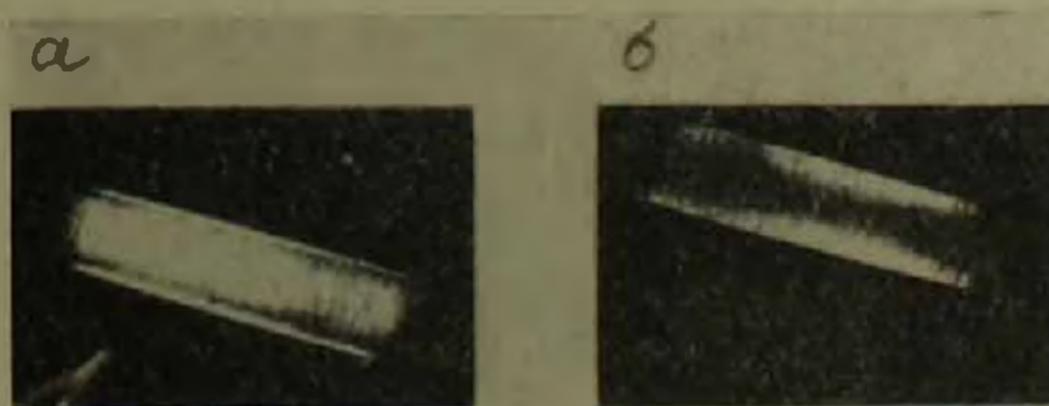


Рис. 2 а — ортоскопическая картина разности хода двух лучей;  
б — компенсация разности хода лучей

кальной оси до появления ортоскопической картины на экране с некоторой разностью хода лучей (рис. 2,а). Компенсируя данную разность хода поворотом анализатора, т. е. совмещая лучи в центре кристалла в одну сплошную линию (рис. 2,б), снимают отсчет угла поворота анализатора и вычисляют разность хода лучей по формуле

$$\Gamma = \frac{\varphi \lambda}{180}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — угол поворота анализатора,  
 $\lambda = 632,8 \text{ н.м}$  — длина волны света,  
или

$$I = k\varphi,$$

где  $k = 3,5 \text{ н.м} \cdot \text{град}^{-1}$ .

Определяя разность хода лучей и подставляя в формулу (1), вычисляют значение внутреннего напряжения, действующего вдоль оси роста кристалла в рассматриваемом участке.

Перемещая кристалл вдоль направления оси роста, определяют среднюю величину внутреннего напряжения во всем стержне кристалла.

При просмотре стержней вдоль оси роста через полированные торцы наблюдалась картина неравномерного распределения остаточных напряжений по порядку интерференции, определяющую качественную оценку кристалла (рис. 3).

Таблица 1

№ кристаллов	Диаметр кристалла (мм)	Предлагаемый способ измерения на ИПЛ-452			
		$\lambda = 632,8 \text{ н.м}$		$\lambda = 540 \text{ н.м}$	
		разность хода (н.м)	напряжение кг/мм	разность хода (н.м)	напряжение кг/мм
1	8	176	1,05	182	1,08
2	6	105	0,84	98	0,78
3	11	282	1,22	279	1,21
4	11	282	1,22	276	1,2
5	8	211	1,25	213	1,27
6	11,2	270	1,02	242	1,025
7	11,5	232	0,96	230	0,95
8	11	211	0,92	209	0,905



Рис. 3. Интерференционная картина распределения напряжений по торцу стержня

В табл. 1 приведены значения остаточных напряжений серии кристаллов рубина с полированной боковой поверхностью, полученные по предлагаемому и известному способам (на конометре ИПЛ-452). Сравнение указанных величин показывает хорошую точность предлагаемого способа измерения.

Институт физических исследований  
Академии наук Армянской ССР

Ներքին լաբորանտների շափումը ուսման և ուղղակի կերպով

Հոգևորական բնույթով և գաղափարային լազարի օգնությամբ, առանց ազդեցիկ  
իմաստներ միջավայրի, ուսման բյուրեղի մեջ ներքին լաբորանտների մեծությու-  
նների շափման ուղղակիական սխեման: Վերջինս գաղափարներ հեշտացնում է  
բյուրեղների որակի սերիական ստուգումը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1 Н. М. Меланхолик, Методы исследования оптических свойств кристаллов.  
Изд. «Наука», М., 1970. 2 Методы и приборы для контроля качества кристаллов,  
Изд. «Наука», М., 1968

УДК 550.344.5

ГЕОФИЗИКА

Р. А. Аветисян

О корреляции некоторых геофизических величин

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Назаровым 17/VII 1973)

В настоящей работе приводятся результаты исследования корреляции между отдельными геофизическими, геодезическими и геоморфологическими полями. Корреляция определяет параллелизм в изменчивости различных полей, поэтому ее анализ дает возможность судить о том, в какой степени на структуру этих полей влияют одни и те же факторы, а также позволяет в некоторых случаях предполагать наличие между рассматриваемыми полями причинно-следственной связи. Например, если какое-то геофизическое поле коррелируется с особенностями структуры среды, то можно ожидать наличия причинной связи между полем и структурой; если обнаруживается корреляция разных геофизических полей, то можно полагать, что их особенности обусловлены одной и той же причиной.

Для оценки коэффициента корреляции между величинами  $Y_1$  и  $Y_2$ , являющимися функциями некоторого вектора  $x$  (например, координат точки на сфере), обычно используется выражение

$$r_{1,2} = \frac{\sum_i (Y_1(x_i) - \bar{Y}_1) (Y_2(x_i) - \bar{Y}_2)}{\sqrt{\sum_i (Y_1(x_i) - \bar{Y}_1)^2 \sum_i (Y_2(x_i) - \bar{Y}_2)^2}} \quad (1)$$

где  $\bar{Y}_k = \sum_i Y_k(x_i)$  ( $k=1,2$ ), а суммирование проводится по всем точкам, в которых измерены величины  $Y_1$  и  $Y_2$ . Но поскольку практически разные геофизические поля никогда не измеряются в одних и тех же точках, то для оценки коэффициента корреляции оказывается более удобным предварительное представление изучаемых полей в виде разложения по сферическим функциям.

Пусть  $A_{nm}$  и  $B_{nm}$  — коэффициенты разложения одной величины, а  $C_{nm}$  и  $S_{nm}$  — соответственно коэффициенты разложения другой вели-

чины. Нетрудно показать, используя свойство ортогональности сферических функций, что коэффициент корреляции этих величин равен

$$r = \frac{\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (A_{nm} C_{nm} + B_{nm} S_{nm})}{\sqrt{\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (A_{nm}^2 + B_{nm}^2)} \sqrt{\sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (C_{nm}^2 + S_{nm}^2)}} \quad (2)$$

Этим способом в работе (1) были вычислены коэффициенты взаимной корреляции между осредненными значениями невязок времен пробега  $P$  волны, гравитационным потенциалом, тепловым потоком и превышением рельефа поверхности Земли, а в работе (2) между гравитационным потенциалом, тепловым потоком, рельефом поверхности Земли, вековыми вариациями недипольной части земного магнитного поля, скоростями распространения продольных сейсмических волн по поверхности мантии, невязками времен пробега  $P$  волны и мощностью земной коры для всей поверхности земного шара.

В настоящей работе исследуется корреляция локальных групповых скоростей волны Релея с некоторыми геолого-геофизическими величинами, перечисленными в табл. 1. В качестве данных о групповых скоростях использованы результаты работы (3), где произведено разложение величины  $\frac{1}{v(\theta, \tau)}$  ( $v$  — групповая скорость) по сферическим гармоникам для трех периодов:  $T=30, 45$  и  $60$  сек. Для  $T=30$  сек разложение производилось до  $N=4$ , а для  $T=45$  и  $60$  сек — до  $N=3$ . В качестве примера на рис. 1 изображены линии  $v$  для  $T=30$  сек, построенные по результатам представления  $\frac{1}{v}$  по сферическим функциям. С увеличе-

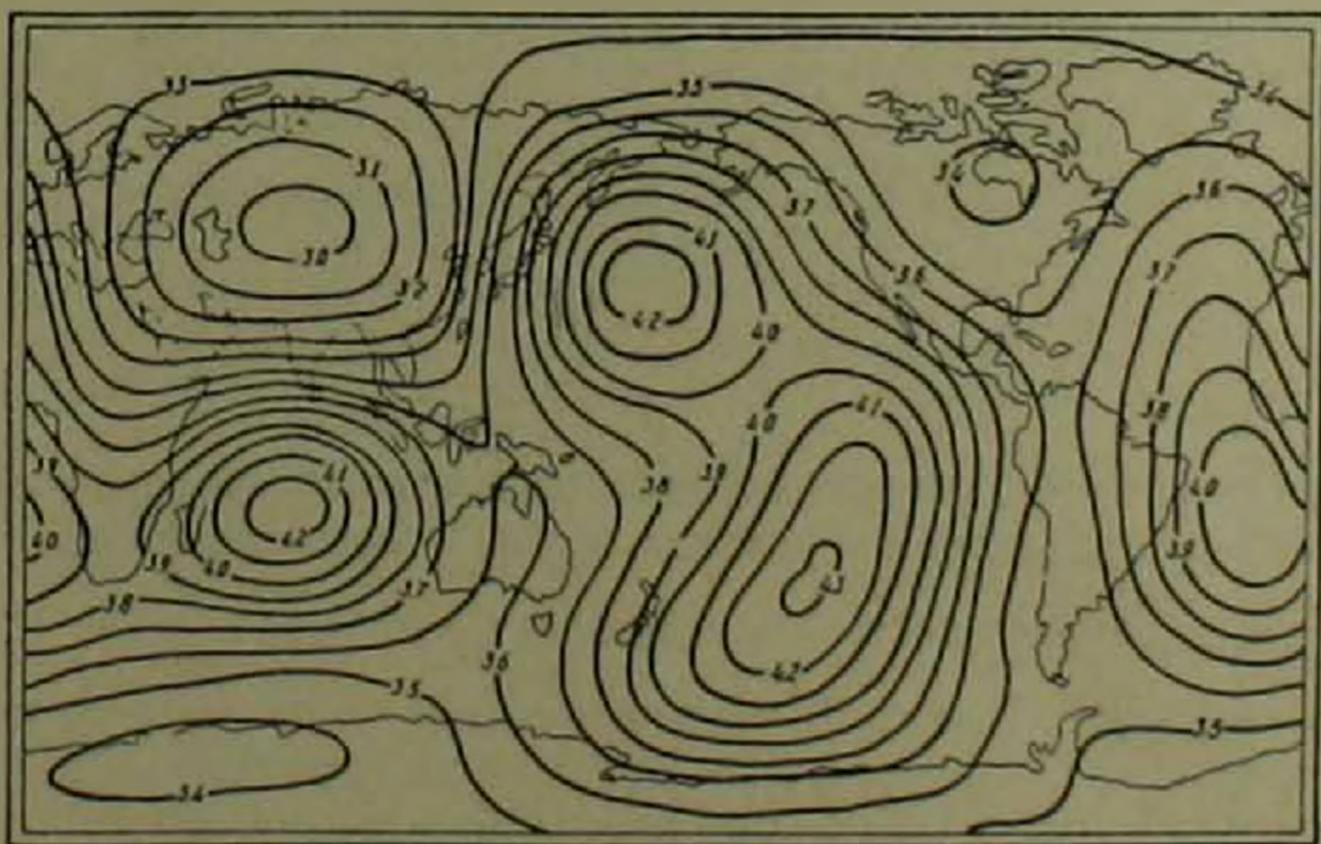


Рис. 1. Изолинии групповых скоростей  $\left(\frac{\text{км}}{\text{сек}}\right)$  релеевских волн, соответствующих периоду  $T=30$  сек (3)

нием периода  $T$  вариации скорости уменьшаются, что объясняется прониканием длиннопериодных волн на большие глубины, где горизонтальная неоднородность среды становится слабее.

Данные о значениях коэффициентов разложения величины, с которыми коррелировались групповые скорости, заимствованы из работ (1, 2, 3). В табл. 1 указано, до какого значения  $N$  производилось разложение.

Таблица 1

Величины, с которыми коррелировались групповые скорости релеевских волн

№ п/п	В е л и ч и н а	Источник (ссылка)	До какого $n=N$ производилось разложение
1	Возвышение поверхности Земли	(4)	4
2	Тепловой поток Земли	(1)	3
3	Мощность земной коры	(2)	6
4	Рельеф поверхности Земли	(2)	6
5	Вековые вариации неоднородной части земного магнитного поля	(2)	5
6	Скорость распространения продольных сейсмических волн по поверхности мантии	(2)	3
7	Невязки времен пробега $P$ волн	(2)	3

В табл. 2 приведены вычисленные по формуле (2) коэффициенты корреляции между групповыми скоростями релеевских волн для  $T=30, 45$  и  $60$  сек величинами, указанными в табл. 1.

Таблица 2

Значения коэффициентов корреляции между групповыми скоростями релеевских волн и величинами, перечисленными в табл. 1 в соответствующем порядке

№ п/п	$T=30$ сек ( $N=4$ )	$T=45$ сек ( $N=3$ )	$T=60$ сек ( $N=3$ )
1	+0.804	+0.792	+0.544
2	-0.021	+0.122	+0.133
3	+0.617	+0.604	+0.417
4	+0.563	+0.595	+0.427
5	-0.212	-0.200	-0.238
6	-0.368	-0.321	-0.239
7	-0.094	+0.016	-0.208

Полученные коэффициенты корреляции оказались довольно низкими, кроме коэффициентов корреляции между возвышением, рельефом поверхности Земли, мощностью земной коры и величиной  $\frac{1}{v(\theta, \varphi)}$  для всех трех периодов. При этом, указанные коэффициенты корреляции при увеличении периода, или, что то же самое, эффективной глубины проникновения волны, имеют тенденцию к уменьшению.

Интересно отметить то, что скорости поверхностных волн гораздо лучше коррелируются с мощностью коры и рельефом (т. е. чисто геометрическими характеристиками коры), чем со скоростями распространения продольных волн (и что то же самое, с невязками  $P$  волн).

Практическое отсутствие корреляции с тепловым потоком и вариациями магнитного поля говорит о том, что особенности этих полей связаны не с вариациями мощности коры, а какими-то другими причинами, по-видимому, глубинного характера.

Сравним карту изолиний групповой скорости волны Релея (рис. 1) с картой мощностей земной коры для всего земного шара (рис. 2), приведенной в (2).

1. Видно, что локальным максимумам толщины земной коры соответствуют локальные минимумы групповой скорости. Это объясняется тем, что с увеличением толщины земной коры скорость поверхностных волн убывает.

2. Наиболее отчетливо сходство общего характера изолиний в

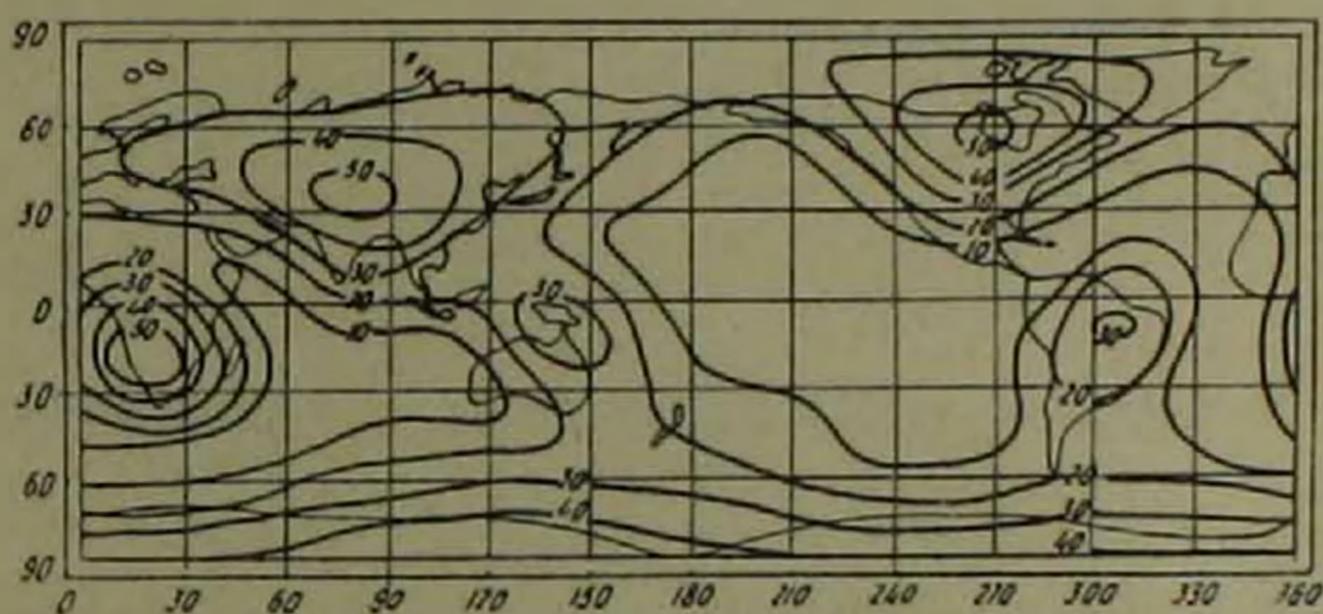


Рис. 2. Изолинии мощностей (км) земной коры (2)

Евразии, в Северной Америке и в Тихом океане.

Из сравнения карты изолиний групповой скорости волны Релея с картой глубины в Тихом океане (рис. 3) следует, что:

1. Общий характер поведения изолиний одинаков.
2. Имеется удовлетворительное согласие с очертанием береговой

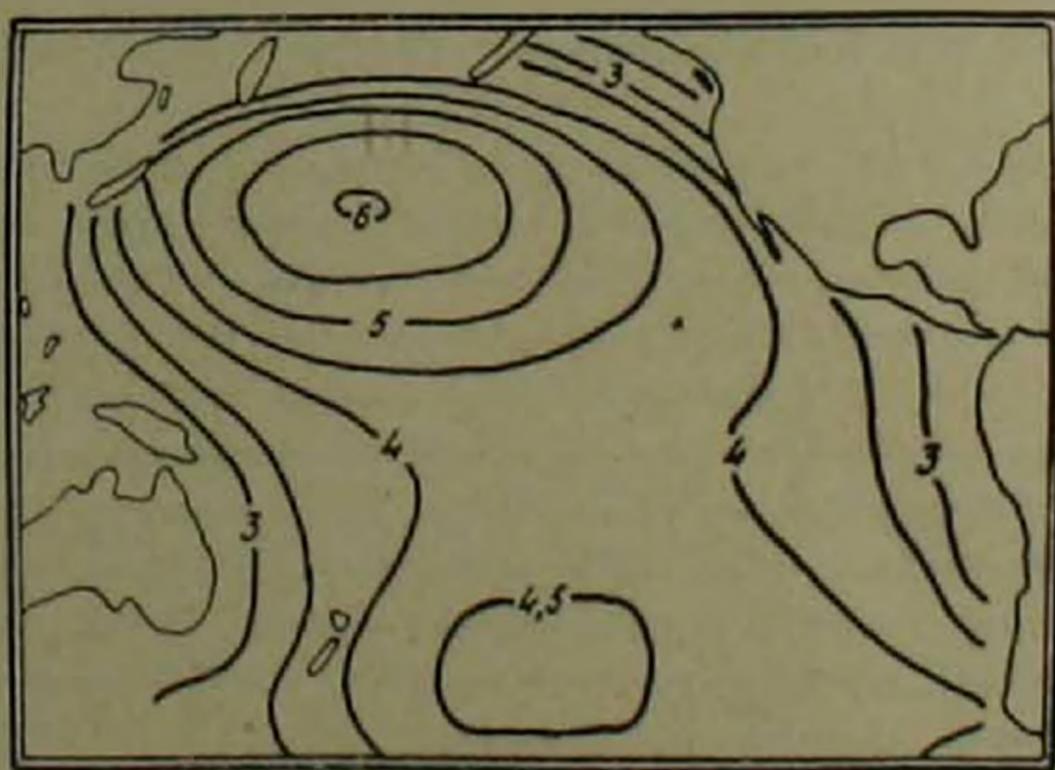


Рис. 3. Изолинии глубины воды (км) в Тихом океане (3)

линни.

3. Как скорость волн Релея, так и глубина воды имеют в Тихом океане по два максимума. Чем больше глубина океана, тем тоньше (более океанична) кора Земли, а чем тоньше кора Земли, тем больше групповая скорость волн Релея (при прочих равных условиях). Все это и объясняет найденную нами сильную корреляцию. Правда, для волн Релея южный максимум по величине больше северного, а для глубины воды — наоборот.

В заключение выражаю признательность Т. Б. Яновской за обсуждение этой работы и ценные замечания.

Ордена Трудового Красного Знамени  
Институт геофизики и инженерной сейсмологии  
Академии наук Армянской ССР

## Ի. Ն. ԱՂԵՏԻՈՅԱՆ

### Գեոֆիզիկական մի Բանի մեծությունների կոռելյացիայի մասին

Սույն աշխատանքում հեղինակը փորձում է նախկինում ուսումնասիրած  $1/\nu$  մեծությունը ( $\nu$ -ն Ռելեյի ալիքի խմբային արագությունն է) համեմատել այդ գեոֆիզիկական մեծությունների հետ, բացահայտել դրանց ընդհանրությունները և կոռելյացիոն կապերը: Հաշվումներից պարզվել է, որ  $1/\nu$  և այլ գեոֆիզիկական մեծությունների միջև եղած կոռելյացիայի գործակիցները ընդհանուր առմամբ բավական փոքր են բացի Նրկրի մակերևույթի ուլտրա-Նրկրի կեղևի հաստության և  $1/\nu$  մեծության միջև կոռելյացիայի գործակիցներից՝ բոլոր նրեք պարբերությունների համար (է 30,45 և 60 վրկ.): Հնդ որում նշված գործակիցները հակված են փոքրանալու ալիքի պարբերության, կամ որ նույնն է՝ նրա փոխանցելիության էֆեկտիվ խորության մեծացման հետ:

Հետաքրքիր է նշել, որ մակերևութային ալիքների արագությունները համեմատաբար լավ են կոռելյացված երկրակեղևի հաստության և ուլտրա-Նրկրի հետ, այսինքն կեղևի զուտ երկրաչափական բնութագիրների հետ), քան երկայնական ալիքների տարածման արագությունների հետ: Նրկրի ջերմային հոսքի, մագնիսական դաշտի փոփոխման և Ռելեյի ալիքի խմբային արագության միջև կոռելյացիայի բացակայությունը վկայում է այն մասին, որ այդ դաշտերի առանձնահատկությունները կապված են ոչ թե երկրակեղևի հատկության փոփոխման, այլ ուրիշ, բոտ երևույթին ազելի խոր բնույթի պատճառների հետ:

Ռելեյի ալիքի խմբային արագության, Նրկրի կեղևի հատկության և հաղաղ օվկիանոսի ջրի խորության թարտեզների համեմատությունից բացահայտվել է դրանց նկատելի նմանությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ЦИЦЦЪНЪНЪНЪНЪ

<sup>1</sup> N. M. Toksöz., *J. Arkani-Hamed, Science*, 158, N 3902, 783 (1967). <sup>2</sup> *J. Arkani-Hamed, N.M. Toksöz, Nuovo cimento. Suppl.*, 6, N 1, 22(1968). <sup>3</sup> P. A. Авенисян, Т. Б. Яновская, *Известия АН СССР, Физика Земли*, №11, 27(1973). <sup>4</sup> Y. Sato, T. Santo, *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo*, 47, N 1, 31(1969). <sup>5</sup> J. C. Savage, W. R. H. White, *Canad. J. Earth. Sci.* 6, N 5, 1289(1969).

УДК 542.921 + 547.333.4 + 547.435

ОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Академик АН Армянской ССР А. Т. Бабаян,  
 С. Т. Кочарян, С. М. Оганджаниян

### Перегруппировка Стивенса с участием карбалкоксиметильной группы

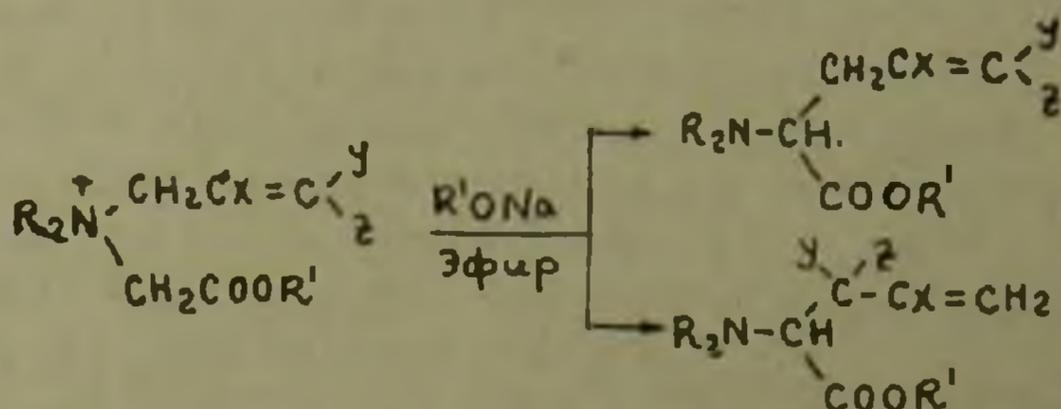
(Представлено 17/XII 1973)

Ранее была установлена способность амидометильной группы вовлекаться в перегруппировку Стивенса в качестве принимающей группы <sup>(1)</sup>. Реакция проводилась в условиях <sup>(2)</sup> т. е. под действием порошка сухого едкого кали с добавлением нескольких капель метанола. В продолжение этих исследований показано, что в названной реакции в качестве принимающей группы с успехом может быть использована карбалкоксиметильная группа.

В свое время Стивенсом <sup>(3)</sup> была сделана попытка использования названной группы. Однако, безрезультатно, в условиях опыта сложноэфирная группа полностью гидролизовалась.

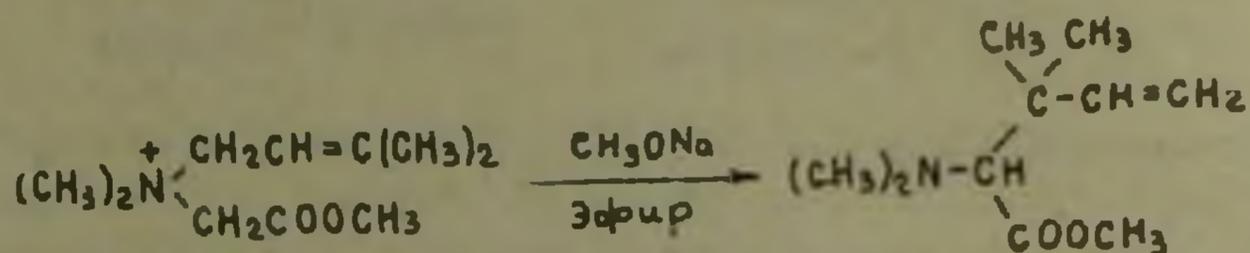
Во избежание гидролиза реакция осуществляется под действием суспензии метилата натрия в эфире. Выходы продуктов перегруппировки высоки (70—90%). Изучались четвертичные диметиламмониевые соли, содержащие карбметоксиметильную группу в сочетании с одной из следующих β, γ-непредельных групп: аллильной (I), метилаллильной (II), кротильной (III), 3-метилкротильной (IV), 3-фенилаллильной (V), бензильной (VI), пропаргильной (VII), 3-метилпропаргильной (VIII), 3-хлоркротильной (IX), 3-винилпропаргильной (X).

Перегруппировка Стивенса с участием аллильного или пропаргильного типа группы в качестве мигрирующей обычно сопровождается частично или полностью обращением мигрирующей группы:

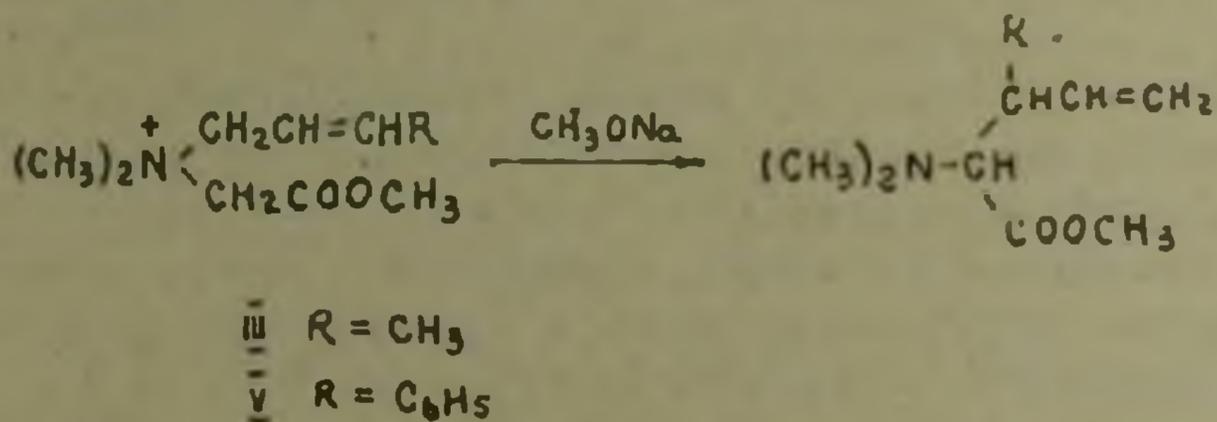


В случае солей, содержащих аллильную или метилаллильную группу оба пути приводят к образованию одного и того же соединения. В

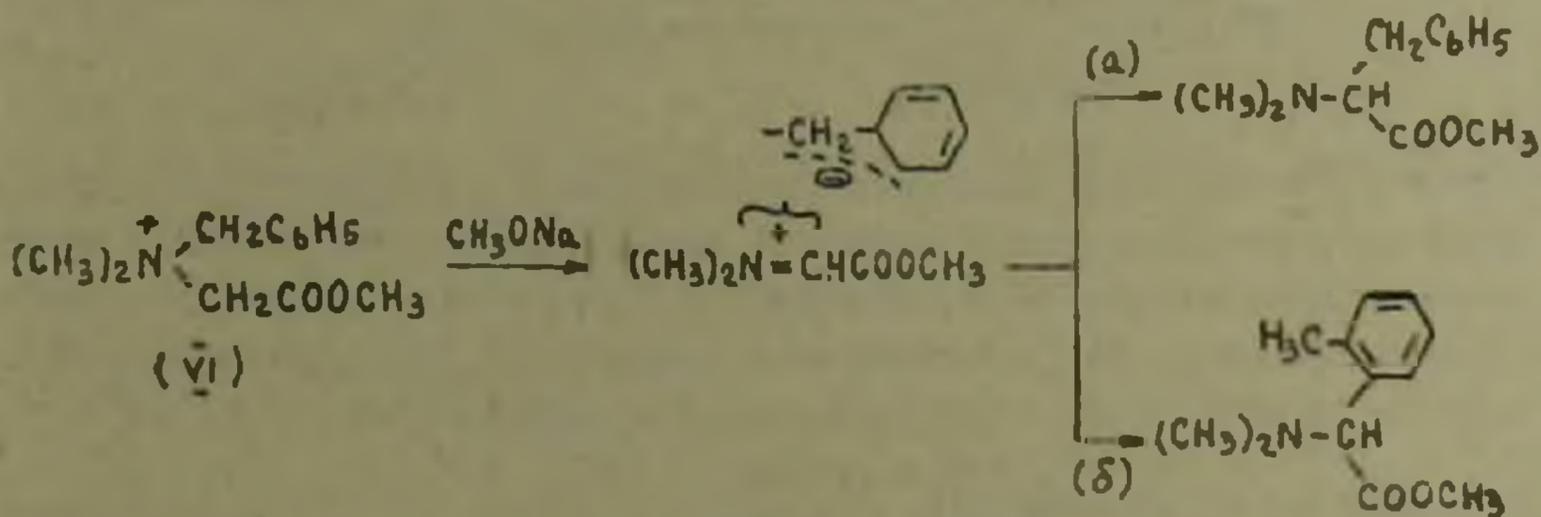
соответствии с этим в результате перегруппировки солей I и II были получены индивидуальные соединения — метиловые эфиры N,N-диметил-β-винил- и N,N-диметил-β-изопропенил-аланины соответственно. Индивидуальным оказался и продукт перегруппировки соли IV. По данным ИКС в соединении имеется концевая винильная группа, следовательно, перегруппировка полностью сопровождается обращением β-метилкротильной группы и приводит к образованию метилового эфира α-диметиламино-β-метил-β-винилмасляной кислоты:



В случае солей III и V перегруппировка опять целиком происходит с обращением мигрирующей группы. Однако, благодаря наличию в продукте перегруппировки двух ассиметричных углеродных атомов образуются не индивидуальные соединения, а смеси эфиров диастереоизомерных непредельных α-диалкиламинокарбоновых кислот, содержащих концевые винильные группы:



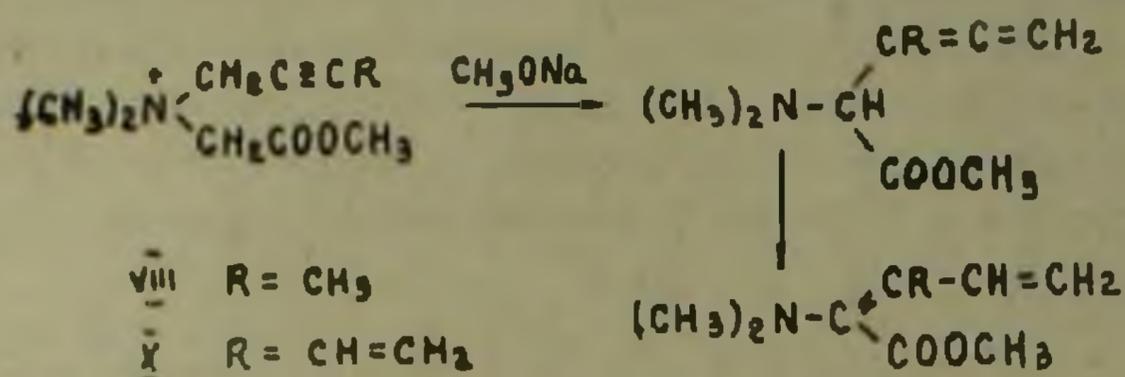
Соль VI образует продукты перегруппировки Стивенса и Соммеле:



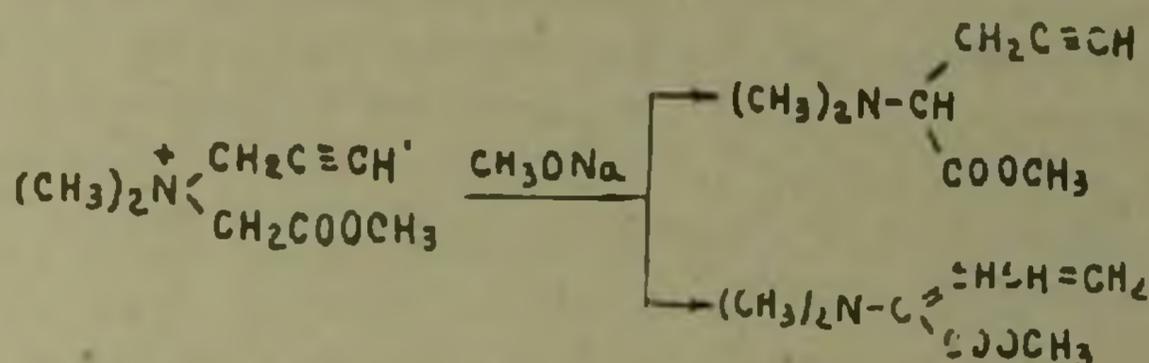
Следовательно миграция бензильной группы не полностью сопровождалась обращением. Перегруппировка проводилась при охлаждении водой, не исключена возможность, что в условиях низких температур, замедляющих скорость реакции, будет наблюдаться увеличение выхода продукта перегруппировки Соммеле.

В случае солей, содержащих γ-замещенную пропаргильную (VIII и X) или потенциально пропаргильную (IX) группу, миграция полно-

стью сопровождается обращением, однако, благодаря протонной подвижности  $\alpha$ -водородного атома конечным является соединение не с алленовой группировкой кратных связей, а с сопряженной:



Исключение составляет соль VII, содержащая незамещенную пропаргильную группу. В этом случае получают два изомерных соединения, одно из которых содержит концевую этинильную группу, другое—сопряженную диеновую:

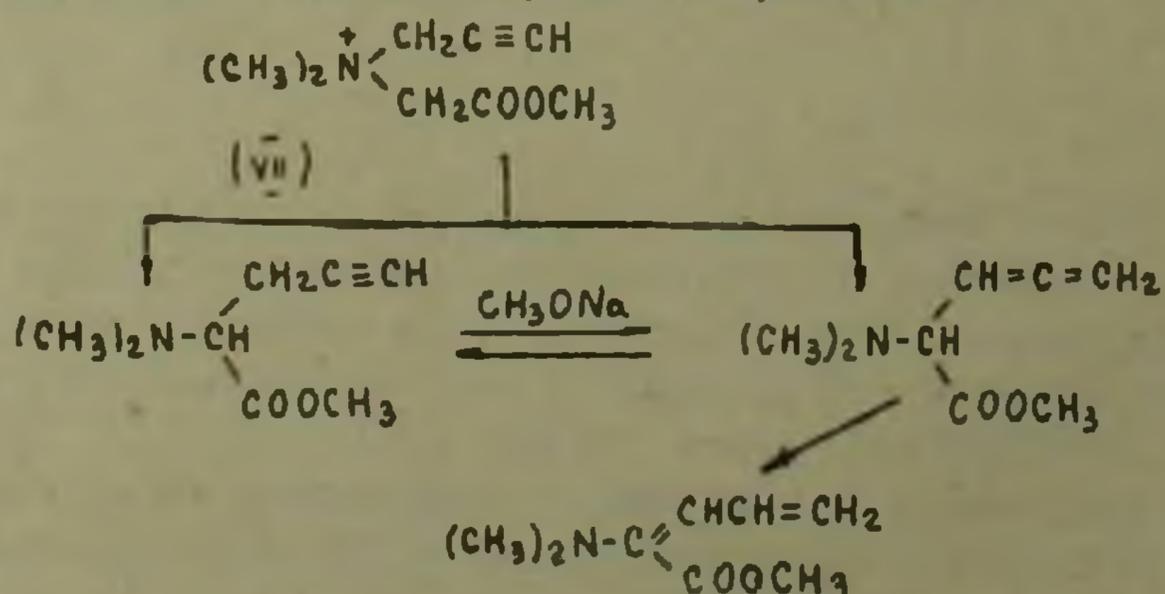


Образование первого соединения—метилового эфира N,N-диметил- $\beta$ -этинилаланина вероятно связано с ацетилен-ацетиленидным равновесием, имеющим место в щелочной среде.

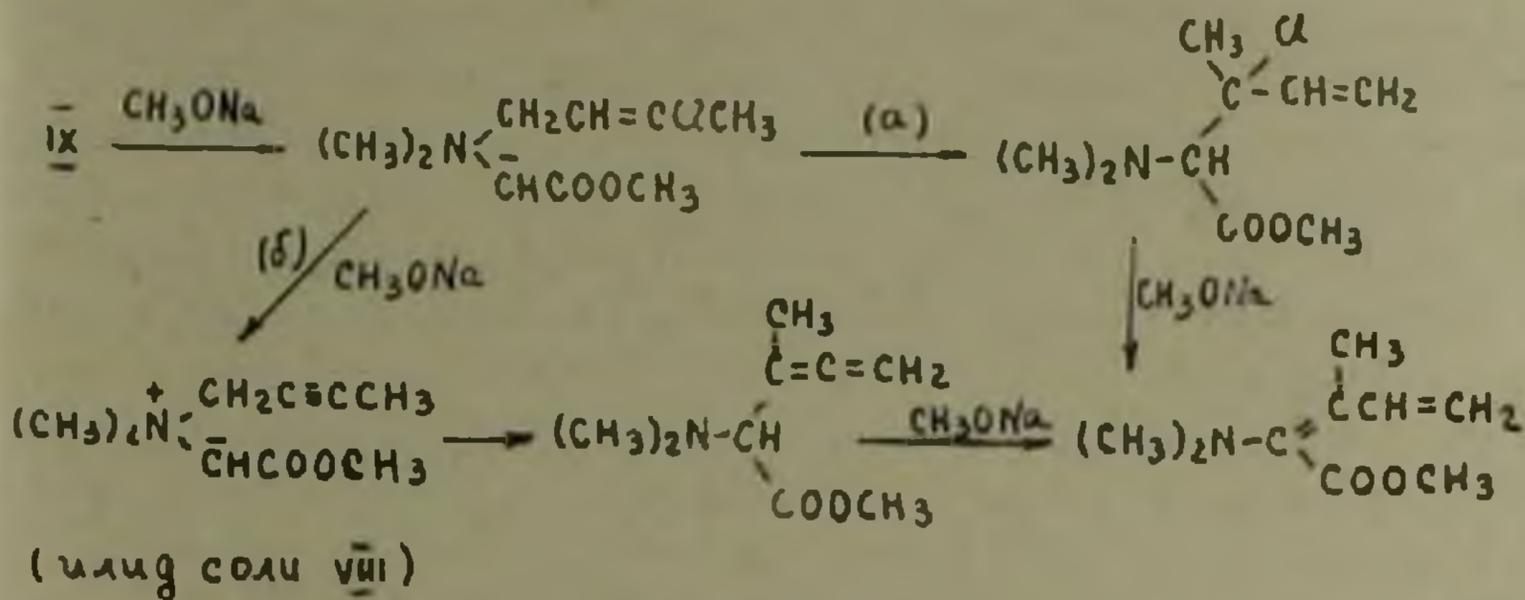
Ацетиленидное состояние аммоний иллада может способствовать отщеплению мигрирующей группы в виде карбокатиона и реализации перегруппировки согласно схеме Виттига и Лайба (4).



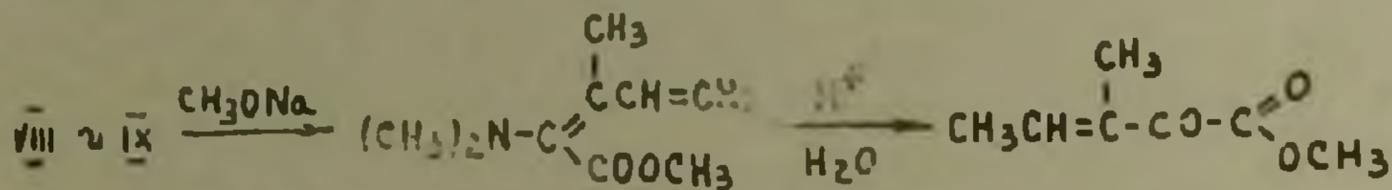
Образование второго продукта, содержащего сопряженную диеновую группировку могло иметь место в результате прототропной изомеризации первоначально образовавшегося метилового эфира N,N-диметил- $\beta$ -этиналанина или соединения с алленовой группировкой, образовавшейся в результате перегруппировки с обращением:



В результате взаимодействия VIII и IX с метилатом натрия образуется один и тот же продукт—метилый эфир 1-диметиламино-2-метил-1,3-бутадиен-1-карбоновой кислоты. Образование этого соединения из соли IX может происходить как в результате непосредственного участия 3-хлоркротильной группы в перегруппировке (а) так и после предварительного дегидрохлорирования (б):



Продукты перегруппировки солей VIII—X с пикриновой кислотой образуют пикрат диметиламина, с 2,4-динитрофенилгидразином—гидразон эфира соответствующей  $\alpha$ -кетокислоты. Обработкой продукта перегруппировки солей VIII и IX разбавленной соляной кислотой получен метилый эфир  $\alpha$ -кето- $\beta$ -этилиденмасляной кислоты:



с т. кип. 79—91° (8 мм), т. пл.—2,4-динитрофенилгидразона 149—150°, не дает депрессии температуры плавления в смеси с гидразоном, полученным из исходного эфира диенаминокислоты.

Перегруппировка аммониевых солей, содержащих другую алкоксиметильную группу, естественно осуществляется под действием соответствующего алкоголята натрия.

Интересно отметить, что некоторые из полученных аминоэфиров обладают приятным запахом.

Институт органической химии  
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԼ ակադեմիկոս Ա. Բ. ԲԱՐԱՆԱՆ, Ս. Տ. ԲՈՉԱՐՅԱՆ, Ս. Մ. ՈՇԱԿՅԱՆՅԱՆ

Ստիվենսյան վերախմբավորումը կաբրալկոբսիմերիլ խմբի մասնակցությամբ

Ցույց է տրված, որ Ստիվենսյան վերախմբավորման ռեակցիայում որպես ընդունող խումբ հաջողությամբ կարելի է օգտագործել կարբալկոբսիմերիլ խմբը: Ուսումնասիրվել են շորրորդային դիմեթիլամոնիումային աղեր, որոնց մեջ կարբալկոբսիմերիլ խումբը գուգակցված է հետևյալ շահագնատ խմբերից որևէ մեկի հետ՝ ալիլ (I), մեթալիլ (II), կրոտիլ (III), 3-մեթիլ-կրոտիլ (IV):

3-ֆենիլալիլ (V), բենզիլ (VI), պրոպարգիլ (VII), 3-մեթիլպրոպարգիլ (VIII), 3-բլորկրոտիլ (IX), և 3-վինիլպրոպարգիլ (X)։ Ռեակցիան իրականացվել է նատրիումի մեթիլատի էթերային սուսպենզիայի ազդեցությամբ։ Ըստ ստացված տվյալների, վերախմբավորումն ուղարկվում է միզրվող խմբի դարձումով։

Ալիլային տիպի խումբ պարունակող աղերի վերախմբավորումը բերում է համապատասխան N,N-դիմեթիլ-β-ալկիլիլ (արիլ) սուլանիլի մեթիլ էթերի առաջացմանը։ Պրոպարգիլային կամ պոտենցիալ պրոպարգիլային տիպի խումբ պարունակող աղերի վերախմբավորումը բերում է 2-դիմեթիլամինո-3-մեթիլ (վինիլ)-2,4-պենտադիենային թթվի էթերի առաջացմանը։ Վերջինները պիկրինաթթվի հետ առաջացնում են դիմեթիլ ամինի պիկրատ, իսկ 2,4-դինիտրոֆենիլհիդրազինի հետ համասուպատասխան α-կետոթթվի մեթիլ էթերի հիդրազոն։

VIII և IX աղերի վերախմբավորումից ստացված միացությունները նոսր աղաթթվով մշակելով ստացվել է α-կետո-β-էթիլիդեն կարագաթթվի մեթիլ էթերը։

Ստացված ամինոէթերների մեծ մասն օժտված է դուրեկան հոտով։

### ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

<sup>1</sup> А. Т. Бабаян, А. А. Григорян, К. Ц. Кирамиджян, М. Г. Инджикян, Арм. Хим. Журнал, XXIII, 7, 602 (1970). <sup>2</sup> А. Т. Бабаян, М. Г. Инджикян, Р. А. Аювазова, ЖОХ, XXXIII, 1773 (1963). <sup>3</sup> T. S. Stevens, W. W. Snedden, E. T. Stiller, T. Thomson, J. chem. Soc. 1930, 2119. <sup>4</sup> G. Wittig, H. Zaib, Ann, 580, 57 (1953).

УДК 553.21

В. Б. Сейранян, Е. Г. Павлов

### О генезисе глобулитов пирита

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Г. Млгачьяном 19/XI 1973)

Глобулиты пирита—«оруденелые бактерии», «фрамбоиды», «сферолиты», «икряной пирит»—являются одной из распространенных форм сульфида железа в осадочных породах (<sup>1-3</sup>). Подобные формы не менее часто содержатся в колчеданных и других рудных месторождениях, где парагенетически ассоциируют с сульфидами меди, свинца, цинка, а также в угольных пластах (<sup>4</sup>), в донных илах Тихого океана (<sup>5</sup>) и др.

В последнее время сформировались две альтернативные гипотезы происхождения «оруденелых бактерий»: биогенная и абиогенная, каждая из которых пытается найти объяснение основным чертам генезиса ассоциирующих с «оруденелыми бактериями» руд.

Нами при изучении вулканогенно-осадочных пород средней юры Алавердского рудного района были встречены глобулиты пирита, особенности внутреннего строения которых свидетельствуют об их образовании в результате жизнедеятельности бактерий. В отличие от подобных форм, описанных в литературе, последние характеризуются избирательной принадлежностью к растительному детриту. В ископаемой фауне—аммониты, белемниты, пеллециподы и др.—ассоциирующей с детритом, сульфиды не установлены. Вместе с тем глобулиты пирита в небольшом количестве содержатся в рудах пласто- и линзообразной формы Алавердского и Шамлугского месторождений, согласно подстилающих осадочные породы.

Детрит представлен углефицированными остатками листьев, стеблей, шишек, кусков древесины и, реже—стволов хвойных деревьев (<sup>6</sup>). Пиритизированные разности встречаются сравнительно редко и представлены остатками стеблей и кусков древесины размером до 10—12 см в длину и до 1—3 см в поперечнике. Заключены они в туфогенных и известковых песчаниках, алевролитах и аргиллитах, лишенных признаков гидротермальных воздействий.

Выделения пирита в детрите занимают строго определенные, изолированные объемы, соответствующие фрагментам тканей растений.

Форма этих псевдоморфоз полигональная, иногда субсферондальная (рис. 1). Отсутствие выделений сульфида в промежутках между псевдоморфозами свидетельствует о том, что биомасса растения была неравноценна для отложения рудного вещества.

Определенная часть клеток детрита заполняется путем последовательного обрастания их стенок глобулитами с внутренней стороны; либо симметрично—в виде кольцевой каймы, либо асимметрично—



Рис. 1. Унаследованная органогенная микротекстура пирита в растительном детрите. Полип. шлиф, 70X

только с одного края. Содержащиеся в незаполненной части клеток глобулиты находятся как бы во взвешенном состоянии. В других фрагментах выделения сульфида распределены равномерно и сколько-нибудь заметной зональности даже при последующем соединении не обнаруживают. На рис. 2 можно видеть, что образование сплошных масс пирита происходит путем последовательного увеличения общего количества глобулитов. Признаки слияния описываемых форм с последующим образованием более крупных индивидов не установлены.

Предельный максимальный размер глобулитов не превышает 30 мк. Наличие вокруг многих из них свободного пространства для дальнейшего роста позволяет предполагать, что микромаassa формирующегося сульфида обладала ограниченным энергетическим балансом. Эта особенность сферических кристаллитов пирита, как отмечает Н. С. Скрипченко (<sup>1</sup>), является отличительной особенностью именно «руденелых бактерий».

При электронномикроскопическом изучении глобулиты обнаруживают кристаллическое строение. В сколе они состоят из круглого ядра и оболочки, ширина которой составляет 0,5—0,8, реже—равни диаметру ядра.

Ядра сложены мельчайшими (доли микрона) кристаллами кубической сингонии: пентагондодекаэдр, кубооктаэдр и др., которые

агрегируются по принципу плотнейшей упаковки (рис. 3). Кристаллы каждого отдельного ядра характеризуются постоянными размерами, однотипностью морфологии, равномерной распределенностью и отсутствием зависимости от размера ядра или глобулита.

Оболочка состоит из тесно сросшихся призматических индивидов со слабо выраженной радиальной ориентировкой. Степень упорядоченности и форма кристаллов на поверхности оболочки и в ядре идентичны. Такое строение глобулитов, по-видимому, связано с изохронным ростом слагающих кристаллов.

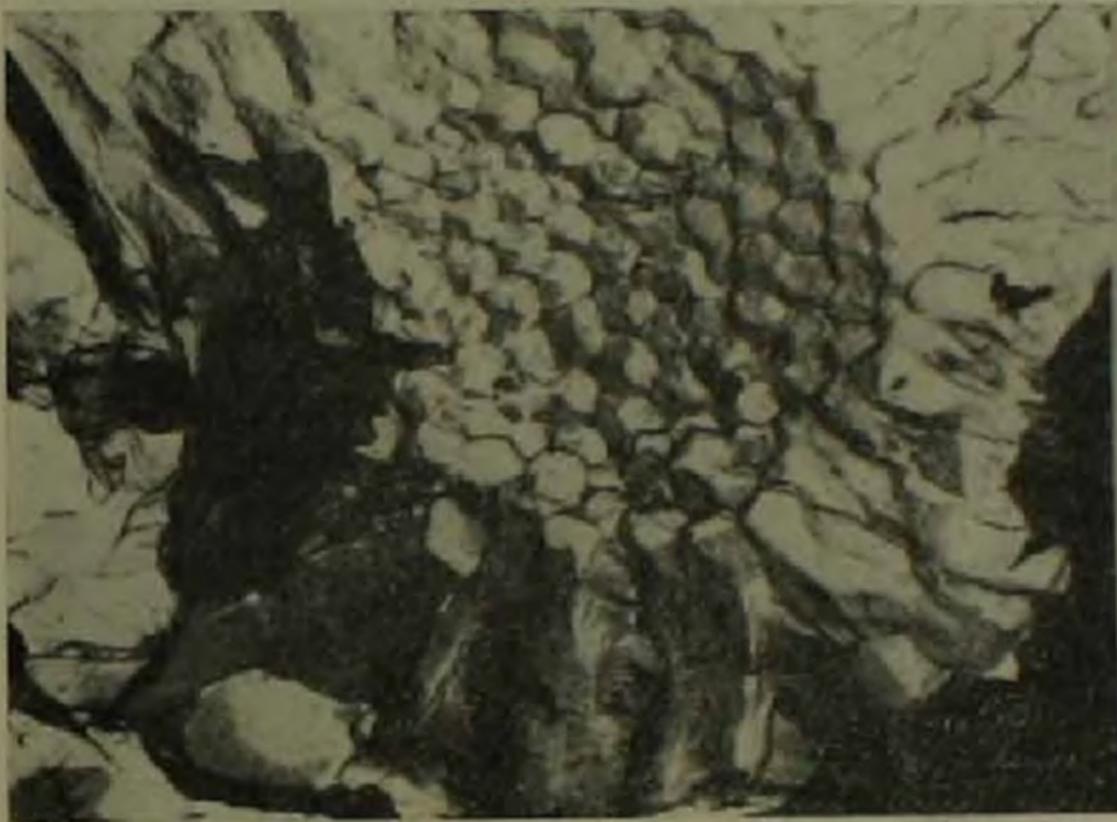


Рис. 2. Радиальное распределение глобулитов пирита и формирующихся псевдоморфозах. Поляр. шлиф., 450х.

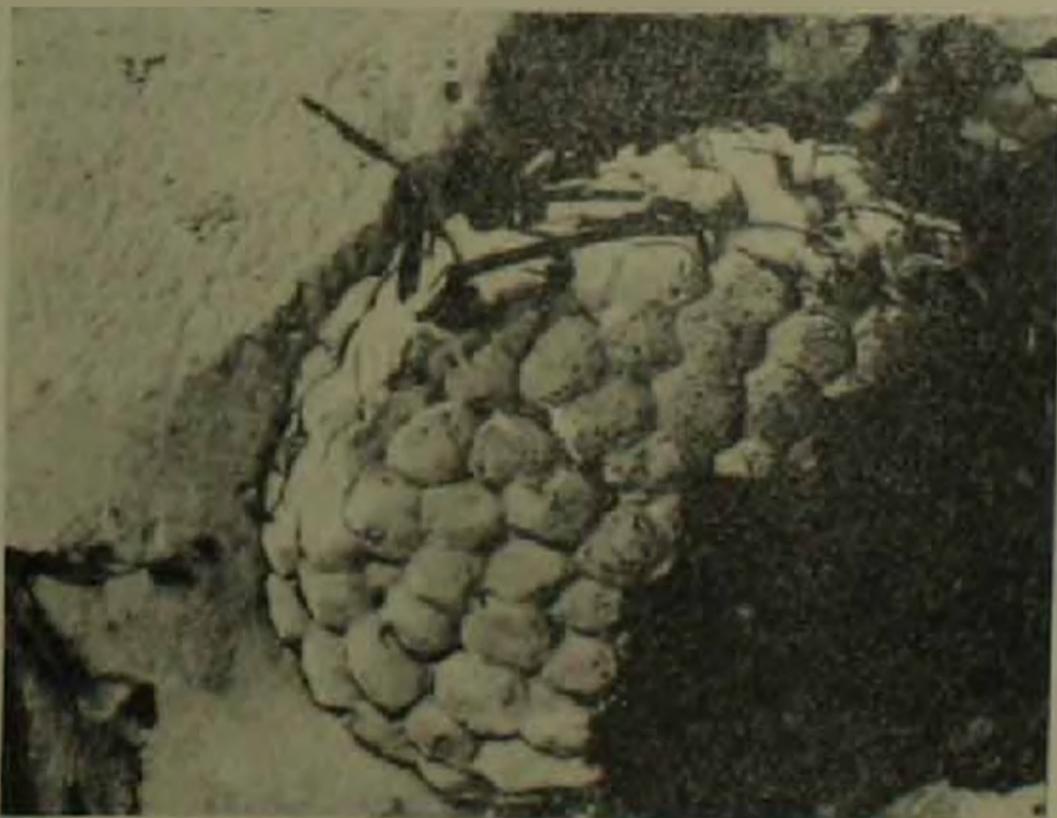


Рис. 3. Форма и характер упаковки кристаллов в ядре глобулита. Протравлено  $\text{HNO}_3$ , 12000X, фрактография скола

Одни глобулиты сложены кубооктаэдрами или пентагондодекаэдрами и во внешнем очертании строго соответствуют сфероидам (рис. 4). Другие же состоят из тетраэдров или более полигональных кристаллов и обнаруживают тенденцию к формированию пяти- или шестигранных форм (рис. 4). Геометрическая взаимосвязь между внешней поверхностью и морфологией компанующих кристаллов проявляется и в случаях, когда глобулиты расположены рядом друг с другом.

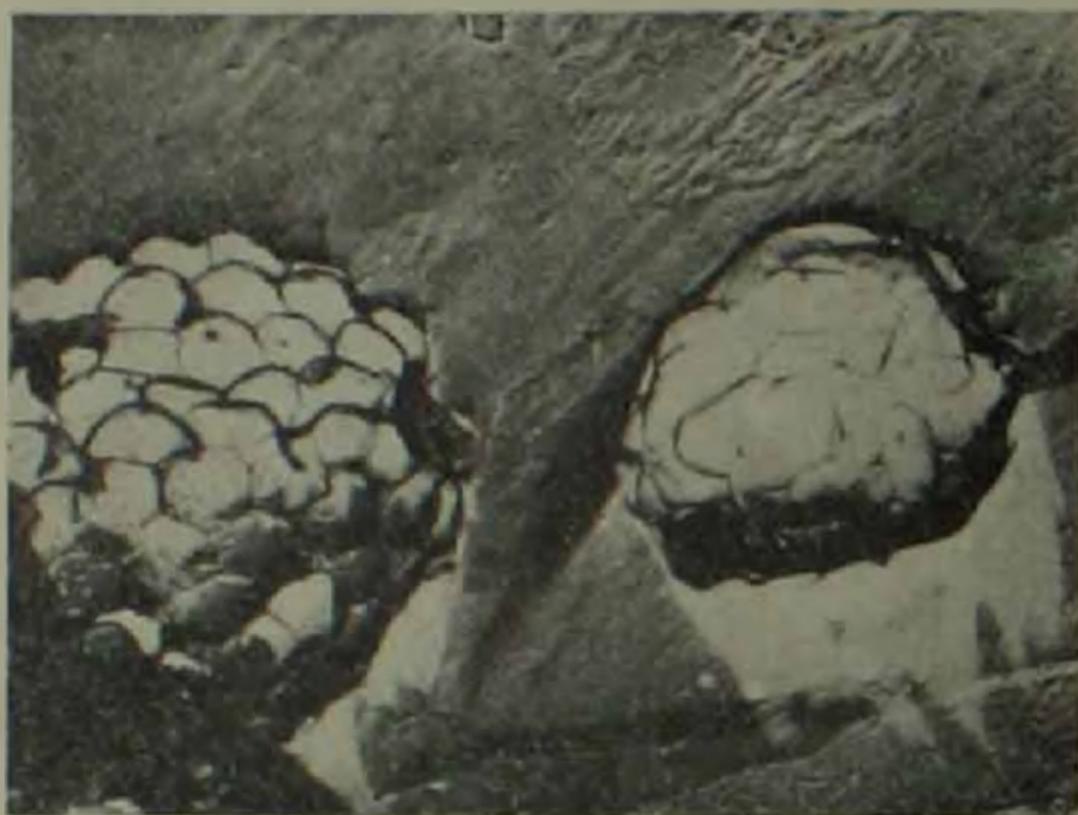


Рис. 4. Основные структурно-морфологические типы глобулитов. Протравлено HNO<sub>3</sub>, 12000X, фразтографии поверхности

Структурно-морфологическое различие глобулитов, скорее всего, обусловлено разнотипностью продуцирующих сульфид микроорганизмов и, в частности, различием их внутреннего строения. Иное объяснение для столь избирательной раскристаллизации (или перекристаллизации) мономинеральных по составу микромасс найти трудно. Приведенные данные согласуются с установленным многообразием видов ископаемых (*Pyritosphaera barbaria*, *Pyritella Polygonalis* и др.) и современных (*Desulfovibrio desulfuricans*, *D. orientis* и др.) форм сульфатредуцирующих бактерий (<sup>8-10</sup>). Существование глобулитов пирита с морфологически различными кристаллами устанавливает Н. С. Скрипченко (<sup>6</sup>) в пробе донного ила Тихого океана.

Микроорганизмы, восстанавливающие сульфиды, наиболее широко распространены в поверхностном слое ила соленых озер и лиманов. Интенсивность сульфатредукции в этих условиях зависит от наличия органического вещества — в основном от остатков фитопланктона, который ассимилирует и переводит сульфаты в белковую восстановленную серу (<sup>5, 11</sup>).

Непосредственно процесс восстановления сульфатов за счет деятельности сульфатредуцирующих микроорганизмов изучал Ю. И. Сорокин (12) в оз. Беловодь, используя радиоактивные изотопы. Этот же процесс воспроизведен экспериментально для железа, меди молибдена, свинца, кадмия (13-15).

Л. Г. М. Баас-Бекинг и др. (11), обобщив многочисленные данные о нахождении сульфатредуцирующих бактерий в природе, установили зависимость распространения этих микроорганизмов от Eh и pH среды. Выяснилось, что точки распространения их расположены внутри поля устойчивого состояния сульфидов. Однако восстановление железа (и марганца) в донных отложениях связано с деятельностью как сульфатредуцирующих, так и спорообразующих бактерий, подобных *Bac. circulans* и *Bac. polytuxa* (16). Наконец, в природных условиях биогенный круговорот серы и металлов не ограничивается процессом восстановления. В зависимости от экологических и физико-химических условий окружающей среды за счет деятельности тионовых или «серных» бактерий может происходить окисление образовавшегося сероводорода либо до сульфатов, либо до молекулярной серы. В последнем случае это нередко приводило к формированию крупных сингенетических месторождений самородной серы (17). Интересно, что среди бактерий, способных окислять сероводород и откладывать серу внутри клеток, некоторые виды из семейства одноклеточных бесцветных серобактерий (*Achromatiaceae*) сходны с описанными глобулитами пирита по морфологии и по размерам 5—20 мк в диаметре (11).

Эти данные показывают, что биогенное сульфидообразование не ограничивается исключительной ролью в этом процессе сульфатредуцирующих бактерий. В частности, следует учитывать возможное участие и спорообразующих, «серных» и некоторых других микроорганизмов, осуществляющих биогенный круговорот серы и железа. Что же касается роли органического субстрата, то благоприятными для деятельности сульфидпродуцирующих микроорганизмов, как показано в исследованном случае, могут являться и остатки растительного детрита.

Авторы благодарят В. Н. Котляра и С. Ш. Саркисяна за советы и ценные замечания к работе в рукописи.

Управление геологии  
СМ Армянской ССР

Վ. Ս. ՍԵՐԱՅԱՆ, Խ. Դ. ՊԵՂԵՎ

Պիրիտի գլոբուլիտների ծագման մասին

Հոդվածում լուսարանվում է յուրաչի բրածո ղևարիտում հայտնաբերված պիրիտի գլոբուլիտների մորֆոլոգիայի և ներքին կառուցվածքի առանձնահատկությունները:

Գլոբուլիտների առավելագույն տրամագծի կայունությունը, կորիզ կազմող մանրագույն բյուրեղների նշանակալից կարգավորվածությունը, ստրուկտուրա-մորֆոլոգիական տիպերում նրանց համատեղ առկայությունը և այլ հատկությունները թույլ են տալիս հաստատելու, որ նրանք պատկանում են «հանքայինացած բակտերիաներին»:

Գլոբուլիտների ստրուկտուրա-մորֆոլոգիական առանձնահատկություններն իրենց հերթին թույլ են տալիս ենթադրելու, որ սուլֆիդի զոյացման թիողին պրոցեսում մասնակցում են ոչ միայն սուլֆատ-ռեդուկցող, այլ նաև ծծմբի և կրկաթի բիոլոգիական շրջանառությունն իրականացնող այլ մանրէներ:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՔԵՐՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> Э. Г. Дегенс. Геохимия осадочных образований. Изд. «Мир», М., 1967. <sup>2</sup> А. О. Розенцвит, Г. Ю. Эштетди. ДАН СССР, т. 150, № 3, (1963). <sup>3</sup> F. Fabricius. Geol. Rundschau, Vol. 51 (1961). <sup>4</sup> Кизильштейн. «Литология и полезные ископаемые», № 2, 1967. <sup>5</sup> Н. С. Скрипченко. ДАН СССР, т. 192, № 6, (1970). <sup>6</sup> А. Т. Асланян. Стратиграфия юрских отложений Северной Армении. Изд. АН Арм. ССР, 1949. <sup>7</sup> Н. С. Скрипченко. Гидротермально-осадочные сульфидные руды базальтоидных формаций. Изд. «Недра», М., 1972. <sup>8</sup> Л. И. Рубенчик. Сульфатредуцирующие бактерии. Изд. АН СССР, М., 1947. <sup>9</sup> Д. И. Никитин, Л. В. Васильева, Р. А. Лохмачева. Новые и редкие формы почвенных микроорганизмов. Изд. «Наука», М., 1966. <sup>10</sup> I. G. Love, The Quart. Journ. of the Geol. Society of London, v. 113, p. 4, 1958. <sup>11</sup> С. И. Кузнецов. Макрофлора озер и ее геохимическая деятельность. Изд. «Наука», Л., 1970. <sup>12</sup> Ю. И. Сорокин. В сб. «Планктон и бентос внутренних водоемов», Тр. Инст. биол. внутр. вод АН СССР, вып. 12, 1966. <sup>13</sup> L. G. M. Vlas Beking, D. Moore, Econ. geol., 56, 1961. <sup>14</sup> Е. В. Рожкова, Э. Г. Кузнецова, Э. Г. Васильева. «Литология и полезные ископаемые», № 4, 1965. <sup>15</sup> Е. З. Бурьякова, Л. Е. Крамаренко. «Литология и полезные ископаемые», № 5, 1969. <sup>16</sup> Г. А. Соколова-Дубинина, Э. П. Держина. «Микробиология», т. 36, (3), 1967. <sup>17</sup> М. В. Иванов. Роль микробиологических процессов в генезисе месторождений самородной серы. Изд. «Наука», М., 1967.

УДК 550.84

ГЕОЛОГИЯ

А. А. Ашакин

К расчету градиента концентрации элементов  
 в эндогенных ореолах

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. С. Мкртчяном 26/XI 1973)

Градиент концентрации — один из основных параметров распределения химических элементов, зависящий от множества не поддающихся учету геологических факторов, в комплексе определяющих особенности эндогенных ореолов рассеяния. Численная величина градиента концентрации элемента, весьма необходимая для количественного сравнения свойств эндогенных ореолов, обычно рассчитывается по усредненному графику его распределения. Однако на практике, часто даже в соседних пробах, содержания подвержены резким колебаниям, являющимся проявлением неравномерности минерализации, а иногда и результатом неизбежных ошибок опробования. В подобных случаях в построении усредненных кривых распределения допускается большая произвольность, степень которой не поддается количественной оценке.

Предлагаемый ниже аналитический способ расчета градиента концентрации позволяет избежать указанный недостаток.

Теоретическими исследованиями <sup>(1)</sup>, а так же экспериментально <sup>(2)</sup> обнаружено, что распределение элемента от рассеивающего тела, т. е. от максимальной концентрации в сторону ее уменьшения, подчиняется экспоненциальной зависимости, в общем случае имеющей вид выражения  $C_x = C_{max} \cdot e^{-kx}$ , где

$C_{max}$  — концентрация элемента в рассеивающем теле;

$C_x$  — концентрация элемента в рядовой пробе;

$x$  — расстояние между рассеивающим телом и пробой;

$k$  — градиент концентрации.

На основании приведенного выше очевидно, что содержания элементов в любых двух пробах, если одно можно считать результатом рассеивания другого, связаны приведенным выше выражением. Это, конечно, справедливо и для пары, составленной содержанием элемента в рассеивающем теле и содержанием в рядовой пробе. Основываясь на этом, с помощью выражения:

$k = \frac{1}{x} \ln \frac{C_{max}}{C_x}$ , получаемого из приведенного выше, можно рассчи-

тать величину градиента концентрации для пар  $C_{max} - C_x$ . Таким путем получаем столько значений градиента концентрации в определенном направлении, сколькими пробами в этом же направлении опробован ореол рассеяния концентрации равной  $C_{max}$ .

Поскольку содержания элементов в пробах принимаются в качестве случайных величин, то градиент их изменения также является случайной величиной. Следовательно в отношении полученной совокупности значений градиента концентрации применимы обычные приемы статистической обработки, с помощью которых получаем достоверную количественную оценку градиента концентрации и другие статистические параметры, характеризующие рассматриваемый ореол.

В качестве примера рассчитаны градиенты концентраций меди и молибдена для двух ореолов рассеяния рудных концентраций, сосредоточенных в контакте роговиков и гранодиоритов. Исходные данные и расчетные величины градиента концентрации меди и молибдена в роговиках одного из ореолов приведены в табл. 1. Несмотря на большие колебания значений градиентов концентрации, в приведенных примерах уже сравнение их наиболее частых величин выявляет особенности распределения элементов в различных породах и ореолах, что позволяет не обращаться к полной статистической обработке расчетных величин. Так, наиболее частые величины градиента концентрации меди в роговиках первого ореола равны 0,04—0,05, второго—0,04 (табл. 2). Тот же параметр для гранодиоритов в первом случае равен—0,25, во-втором—0,07 (табл. 2). Несмотря на различие расчетных величин градиента концентрации наиболее частые их величины в обоих ореолах оказываются меньше в роговиках, чем в гранодиоритах. Та же закономерность наблюдается в отношении градиентов концентрации молибдена в приведенных типах пород. В роговиках первого ореола наиболее частая его величина равна—0,07, второго—0,06—0,07, в гранодиоритах первого ореола—0,3, второго—0,08 (табл. 2).

Таблица 1

Расчет градиента концентрации Си и Мо в роговиках

М е д ь			М о л и б д е н		
$C_x$ ед. ГФ	$x$ м	$k$	$C_x$ ед. ГФ	$x$ м	$k$
1	36	0,05	0,5	32	0,073
1	30	0,059	1	28	0,074
6	25	0,043	9	23	0,052
11	16	0,046	12	14	0,071
22	9	0,046	25	7	0,096
15	2	0,3	2,5	2,5	0,67
55	1	0,04	58	2	0,18
$C_{max} = 60$ ГФ			$C_{max} = 120$ ГФ		

Правильность приведенного соотношения градиентов концентрации подтверждается тем, что на месторождении роговики интенсивнее минерализованы, в них больше ширина ореолов, выше фоновые и средние содержания элементов, чем в гранодиоритах.

Таблица 2

Величины градиентов концентрации меди и молибдена		
Породы	Градиенты концентрации	
	Медь	Молибден
Роговики Гранодиориты	I ореол 0.04 - 0.05	0.07
	0.25	0.3
Роговики Гранодиориты	II ореол 0.04	0.06 - 0.07
	0.07	0.08

Наряду с вышеуказанной закономерностью заметно, что в одинаковых породах градиент концентрации молибдена больше, чем меди, что соответствует отношению геохимической подвижности этих элементов в эндогенных ореолах.

Таким образом, приведенный пример свидетельствует о целесообразности применения предлагаемого способа подсчета градиента концентрации. В более сложных случаях — большом разбросе значений градиента концентраций и большом числе проб, целесообразно рассчитать статистические параметры совокупности значений градиента концентраций.

Институт геологических наук  
Академии наук Армянской ССР

Ա. Ա. ԱՎԱԳՅԱՆ

Էնդոգեն եզրապսակներում քիմիական տարրերի պարունակության գրադիենտի հաշվարկման մասին

Էնդոգեն եզրապսակներում քիմիական տարրերի պարունակության գրադիենտը սովորաբար հաշվվում է դրանց տեղարաշխման կորի օգնությամբ: Այս եղանակով հնարավոր չէ որոշել հաշվարկվող մեծության սխալը:

Առաջարկվում է նույն մեծության հաշվարկման անալիտիկ եղանակ, որը հիմնված է հանքային մարմնում և եզրապսակներում քիմիական տարրերի պարունակության էքսպոնենցիալ կապի վրա: Այդ ճանապարհով ստացվում է պարունակության գրադիենտի այնքան արժեքներ, որքան նմուշներով նմուշարկված է եզրապսակը: Ստացված արժեքները ենթարկվում են վիճակագրական մշակման ճշգրիտ բնութագրեր ստանալու համար:

Դաստակերտի հանքավայրի երկու եզրապսակների օրինակով հաշվված են եղջրաքարերում և գրանոդիորիտներում պղնձի և մսլիբդենի պարունակության գրադիենտները: Այդ մեծությունների համեմատությունը հաստատում է հանքավայրում դիտվող այն օրինաչափությունը, որ հանքայնացումն առավել տարածված է եղջրաքարերում, նույն ապարներում ավելին են եզրապսակների յայնությունը, թիմիական տարրերի միջին և ֆոնային պարունակությունները:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԿԿԵՆՔՅՈՒՆ

<sup>1</sup> Р. И. Дубов, Сб. Геохимия рудных месторождений, «Наука», М., 1964. - С. В. Григорян и Е. М. Янишевский, Эндогенные геохимические ореолы рудных месторождений и их использование при поисках скрытого оруденения, «Недра», М., 1968.

УДК 550.42

ГЕОХИМИЯ

Э. С. Халатян

### Выделение Малокавказской бороносно-редкощелочнометалльной провинции углекислых вод

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Г. Магакьяном 31/X 1973)

Малый Кавказ имеет сложное глыбово-зональное строение, для него характерен разновозрастный и разнообразный по составу магматизм. Особенностью региона является наличие систем глубинных разломов, бурный четвертичный вулканизм.

Северная часть Малого Кавказа является эвгеосинклинальной зоной, а южная—многоэосинклинальной (<sup>1</sup>). В последней в некоторых углекислых хлоридно-гидрокарбонатных натриевых и гидрокарбонатно-хлоридных натриевых водах обнаружены повышенные концентрации бора и сопутствующих ему лития, рубидия и цезия.

Нами показано, что Малый Кавказ входит в Анатолийско-Иранскую бороносную провинцию, о чем свидетельствуют структурно-геологические, металлогенические, геохимические, гидрогеохимические особенности региона и смежных областей (<sup>2-4</sup>).

В пределах Малого Кавказа сравнительно высокие содержания бора и сопутствующих ему лития, рубидия и цезия в углекислых водах обнаружены только в полосе среднеальпийской и позднеальпийской складчатости и приурочены к зонам региональных глубинных разломов и их оперений (Анкаван-Сюникский и Ереванский глубинные разломы).

Химический состав вод, их рН и концентрации бора свидетельствуют о том, что бор находится в виде тетраборат-иона (<sup>5,6</sup>), рост содержания которого связан с увеличением общей минерализации, хлора и с падением концентрации щелочноземельных элементов и сульфатов.

Повышенные концентрации простых гидратированных катионов—лития, рубидия и цезия обнаружены также в высокобороносных водах хлоридно-гидрокарбонатных натриевых и гидрокарбонатно-хлоридных натриевых, характерных и для других областей (<sup>7,8</sup>).

Наиболее высокие концентрации бора (до 600,0 мг/л) и редких

щелочных металлов приурочены к зоне Ереванского глубинного разлома — к выделенному нами Азатаван-Двинскому типу углекислых вод.

В табл. I представлены максимальные концентрации бора и соотношения сопутствующих ему редких щелочных металлов в углекислых водах Малого Кавказа.

Таблица I

Характеристика редкощелочнометалльных углекислых вод Малого Кавказа

Пункт отбора	Геологическая характеристика водовмещающих пород	Химический состав	B, мг/л	Li:Rb:Cs
Азатаван	Даний — палеоценовые терригенно-карбонатные образования	$M_{35} \frac{Cl_{91} HCO_3^3 SO_4^4}{(Na+K)_{49} Ca_8 Mg_3}$	600	21,7:1:8
Аркаван	Докембрийские — нижнепалеозойские метаморфические сланцы	$M_{5,1} \frac{HCO_3^3 Cl_{28} SO_4^4}{(Na+K)_{67} Ca_{23} Mg_{10}}$	40	8,3:1:1
Арзни	Среднемиоценовые песчано-глинистые, гипсоносно-соленосные образования	$M_{12,1} \frac{Cl_{62} HCO_3^3 SO_4^4}{(Na+K)_{61} Mg_{18} Ca_1}$	40	25,6:1:1

Установлено, что в углекислых гидрокарбонатно-хлоридных натриевых и хлоридно-гидрокарбонатных натриевых водах бору сопутствуют повышенные концентрации редких щелочных металлов.

Наши исследования бороносности Малого Кавказа показали, что последний вместе с Ираном и Турцией представляет часть одного борного пояса. В пределах исследованного региона нами выделено два бороносных пояса:

1) Анкавано-Сюникский, где бороносность обусловлена, главным образом, эндогенными процессами (мобилизация бора осадочных пород под влиянием магматических комплексов) и 2) Приараксинский, протягивающийся вдоль «магматически мертвого» Ереванского глубинного разлома. В Приараксинской зоне преобладают экзогенные факторы. В этой области бороносность сингенетическая и связана с формированием осадочных и осадочно-вулканогенных комплексов, из которых в дальнейшем бор выносится в подземные воды.

Айюцзор занимает промежуточное положение и для него важны как эндогенные, так и экзогенные процессы, однако с преобладанием процессов выщелачивания бора.

Продолжение Малокавказских тектонических областей в смежные регионы Ирана и Турции, наличие в них боратовых месторождений и

\* Нами обследовано 540 углекислых источников, в которых определялся бор. Полные химические анализы и определения бора выполнялись в Институте геологических наук АН Арм. ССР (зав. гидрохимической лабораторией Э. А. Кюрегян). Определения редких щелочных металлов выполнены методом фотометрии пламени в ИМГРЭ (зав. лабораторией Е. А. Фабрикова) и в МиО АН Каз. ССР (зав. лабораторией Н. Л. Бабенко). Автор признателен им всем за помощь.

однотипных по составу углекислых вод позволяют протянуть выделенную провинцию углекислых вод и в смежные регионы. Поле прослеживается и в северном направлении к Большому Кавказу и Предкавказью, составляя единую провинцию.

Автор признателен за обсуждение результатов работы и помощь члену-корреспонденту АН СССР Н. И. Хитарову, академику АН Арм. ССР И. Г. Магакьяну и Н. И. Долухановой.

Институт геологических наук  
Академии наук Армянской ССР

#### Է. Պ. ԽԱՆՍԻՅԱՆ

### Փոքրկովկասյան բորատար-հազվագյուտ ալկալային մետաղային ածխաթթվային ջրերի մարզի անշատումը

Փոքր Կովկասի տարածքում բոլոր ու նրան ուղեկցող հազվագյուտ ալկալային մետաղների բարձր կոնցենտրացիաները հարում են որոշակի ածխաթթվային հանքային ջրերին, որոնք իրենց հերթին տեղակայվում են խորքային բեկվածքների և նրանց հարող խախտումների գոնաներում: Բոլոր և նրա ուղեկից տարրերը՝ լիթիումը և ցեզիումը, որոնք բնորոշ են հիդրոկարբոնատ-քլորիդ նատրիումային և քլորիդ-հիդրոկարբոնատ-նատրիումային հանքային ջրերին, արտացոլում են լեռնային ապարների բորատարությունը և հազվագյուտ ալկալային մետաղների սպարունակությունը: Փոքրկովկասյան բորատար-հազվագյուտ ալկալային մետաղային ածխաթթվային հանքային ջրերի մարզը տարածվում է նաև Փոքր Կովկասի սահմաններից դուրս (Մեծ Կովկաս և նրա հյուսիսային նախալեռնային շրջանը, ինչպես նաև Իրան և Անատոլիա), կազմելով մեկ միասնական Անատոլիական-Իրանական մարզ:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> А. Т. Асламян, Региональная геология Армении, Айпетрат, 1958. <sup>2</sup> И. Г. Магакьян, С. С. Мкртчян, «Известия АН Арм. ССР, сер. геол. и геогр. наук», т. X, № 4 (1957). <sup>3</sup> А. Ф. Горбов, Сб. Тр. ВНИИГалургии, вып. 40, Госхимиздат, М., 1960. <sup>4</sup> Э. С. Халатян, ДАН АрмССР, т. 48, № 1 (1968). <sup>5</sup> М. Г. Валяшко, Г. К. Годе, «Журнал неорганической химии», т. 5, № 6 (1960). <sup>6</sup> М. Г. Валяшко, Е. В. Влисова, «Геохимия», № 7, 1966. <sup>7</sup> С. Р. Крайнова, Н. Г. Петрова, И. В. Батурицкая, «Геохимия», № 3, 1973. <sup>8</sup> А. Д. Элиш, В кн. Геохимия гидротермальных рудных месторождений, «Мир», М., 1970.

УДК 577.158

БИОХИМИЯ

В. Ц. Айказин, Р. М. Налбандян

### Ингибирование лакказы Б из *Coriolus versicolor* высокими концентрациями субстрата и ионами хлора

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Бунятинем 27/XI 1973)

Для выяснения механизма деструкции древесины под действием разрушающих ее грибов необходимо подробное исследование ферментов, участвующих в этих процессах. В ранее опубликованной работе (1) мы сообщили о результатах сравнительного исследования действия различных анионных ингибиторов на лакказу. В настоящей работе была сделана попытка более подробного исследования ингибирующего действия ионов хлора на лакказу Б.

Лакказу Б (ФК 1. 10. 3. 2. п-дифенол:  $O_2$  оксидоредуктаза) из грибов *Coriolus versicolor* (Fr.) Quel получали по методу Фаареза и Рейнаммара (2) с некоторыми модификациями (1). Некоторые штаммы этого гриба способны продуцировать два изофермента лакказы (лакказа А и лакказа Б), тогда как другие штаммы продуцируют только один из этих изоферментов (3). В нашем распоряжении имелся штамм 45 (из микологического музея Ленинградской лесотехнической Академии), который, как мы обнаружили, продуцирует только лакказу Б. В качестве субстрата использовали очищенный возгонкой пирокатехин. Активность фермента определяли спектрофотометрически ( $\lambda_{max} = 410$  мкм), по накоплению продукта реакции.

Исследование зависимости скорости реакции от концентрации субстрата проводили при концентрации фермента  $2 \cdot 10^{-7}$  М. Концентрацию субстрата изменяли от 1 до  $1 \cdot 10^{-3}$  М (в 0,1 М фосфатном буфере, рН 6,0). Определение скоростей в таком широком диапазоне начальных концентраций субстрата позволило выявить кинетические особенности этой ферментативной реакции. При высоких концентрациях субстрата наблюдается ингибирование фермента, о чем свидетельствует наличие максимума в зависимости скорости реакции от логарифма концентрации субстрата (рис. 1,а) и увеличение обратной скорости при низких значениях  $1/[S_0]$  на графиках Лайнуивера-Берка (рис. 1,б).

Аналогичная сложная зависимость наблюдается также в присутствии хлорида. В опытах по ингибированию ионами хлора инкубацию фермента с хлоридом ( $4 \cdot 10^{-3}$  М) проводили в фосфатном буфере, рН

6,0, в отсутствие субстрата в течение 10 мин при 15°C. Субстрат к инкубационной смеси добавляли непосредственно перед измерениями. Как видно из рис. 2, график в координатах Лайнуивера-Берка содержит два прямолинейных участка (помимо участка ингибирования фермента высокими концентрациями субстрата). Таким образом, в пределах каждого из этих двух участков соблюдается уравнение Ми-

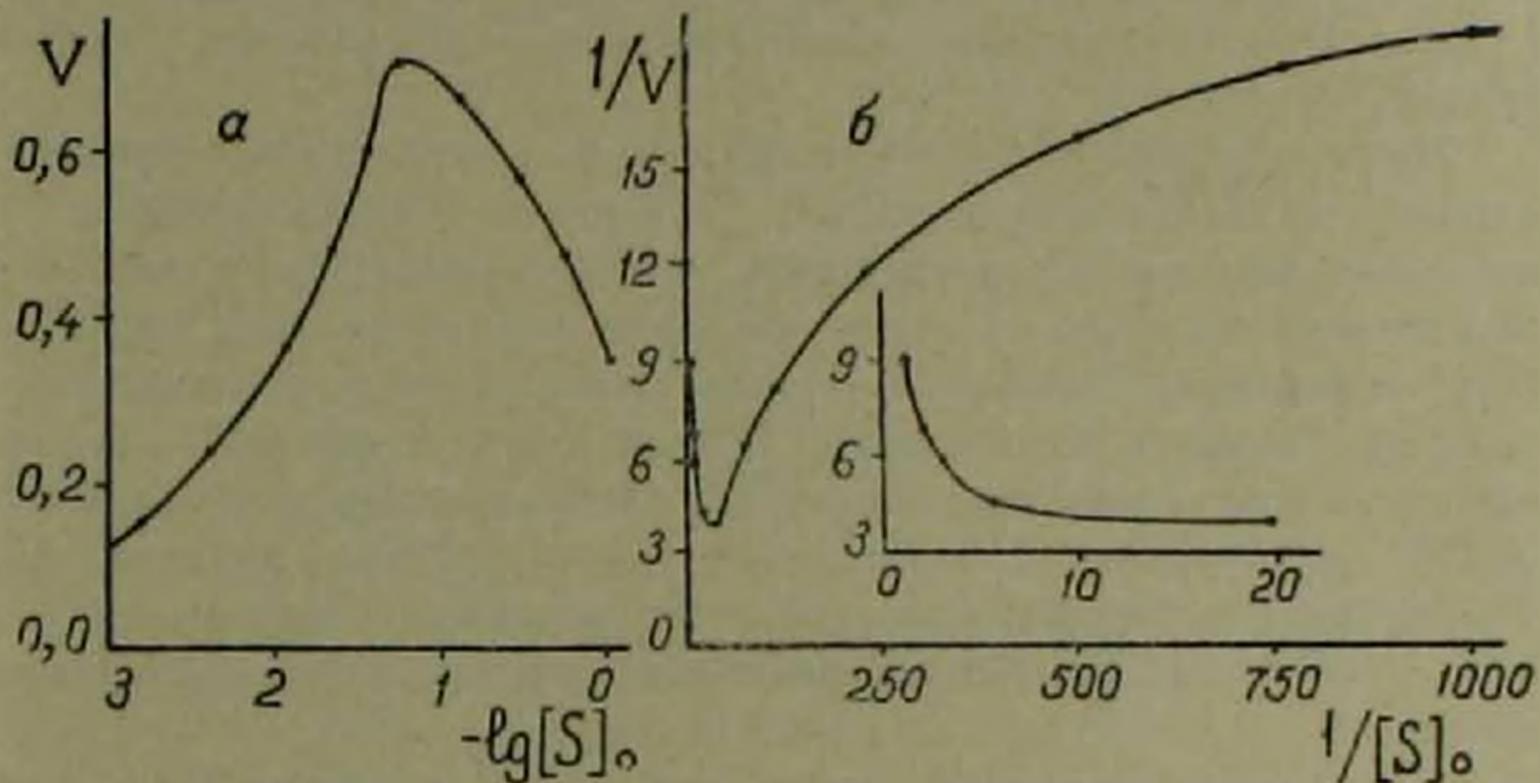


Рис. 1. Ингибирование лакказы субстратом:

*a* — зависимость скорости реакции от отрицательного логарифма концентрации субстрата, *б* — та же зависимость в координатах Лайнуивера-Берка (внутри дана развернутая по оси абсцисс часть кривой для низких значений  $1/[S]_0$ ). Значения скоростей ( $V$ ) рассчитаны из величин оптических плотностей продукта при 410 мик и 1 см кюветах

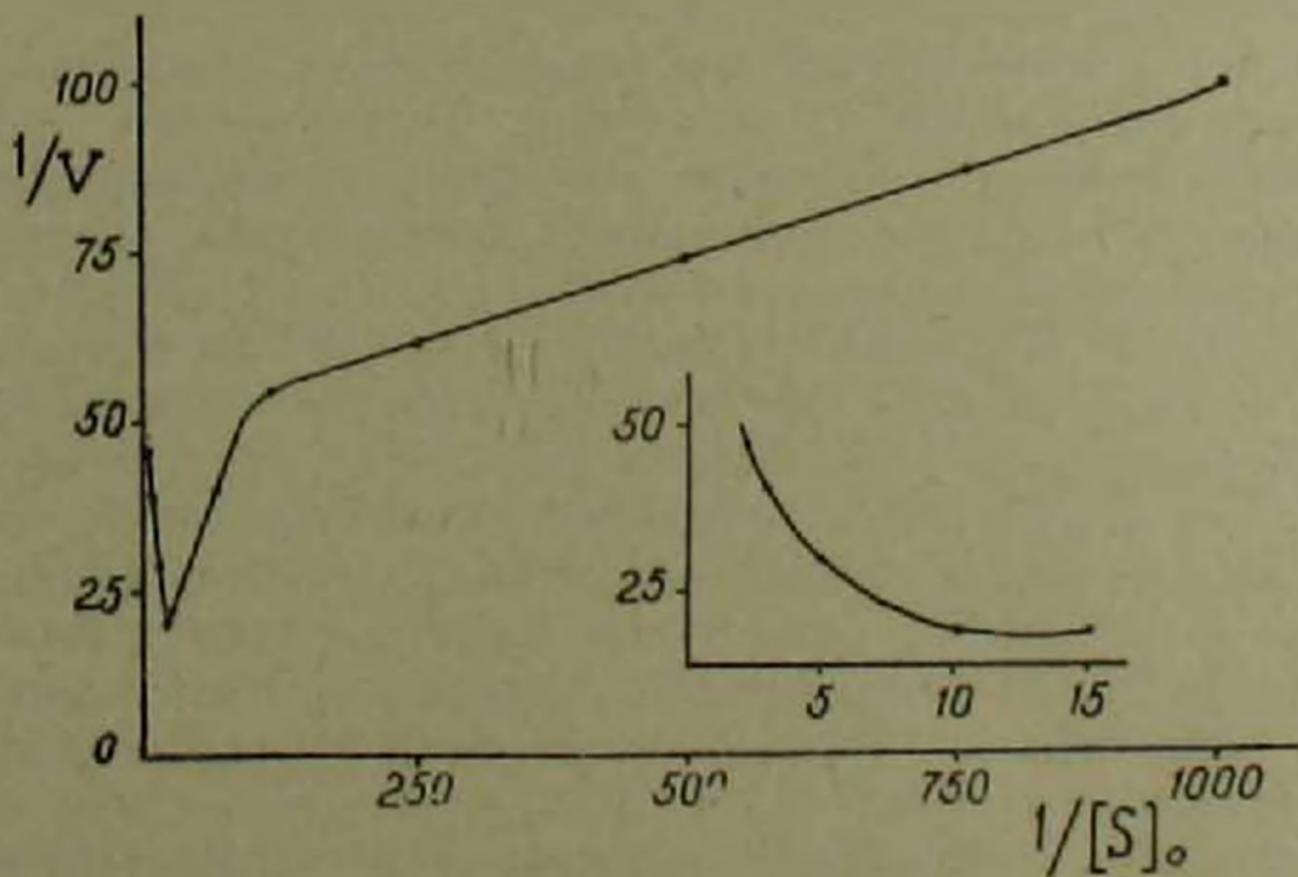


Рис. 2. Зависимость скорости реакции от концентрации субстрата в координатах Лайнуивера-Берка в присутствии  $4 \cdot 10^{-3}$  М КСI

хаэлиса-Ментен, однако характеризующие их кинетические константы (максимальные скорости и константы Михаэлиса) различны. Соответствующие этим участкам значения максимальных скоростей ( $V_1$  и  $V_2$ ) и констант Михаэлиса ( $K_{m_1}$  и  $K_{m_2}$ ) могут быть получены обычной экстраполяцией. Экстраполируя участок ингибирования фермента субстратом к оси ординат можно также получить значение «максимальной» скорости при бесконечно больших концентрациях субстрата ( $V_{[s] \rightarrow \infty}$ ). Полученные таким образом из графиков величины приведены в табл. 1.

Наличие в полученном препарате только одного из изоферментов лакказы (лакказы Б) позволяет исключить предположение, что наблюдаемая сложная зависимость в координатах Лайнуивера-Берка обусловлена наличием в препарате двух ферментов (или изоферментов), обладающих лакказной активностью. Поэтому наблюдаемое отступление от линейной зависимости должно быть объяснено на основе одного из следующих предположений: кооперативным взаимодействием между идентичными центрами, наличием в ферменте двух не взаимодействующих центров (гетерогенностью активных центров) или наличием двух форм субстратов, способных реагировать с единственным центром.

Однако, поскольку полученная зависимость в координатах Лайнуивера-Берка имеет выраженный перегиб, поскольку не обнаруживается s-образность в координатах «скорость—концентрация субстрата», и так как формальные кинетические параметры, определенные для начального и конечного участков в присутствии хлорида свидетельствуют о различном изменении наклона этих участков в присутствии ингибитора, можно исключить предположение, что отклонение графиков Лайнуивера-Берка от линейной зависимости обусловлено кооперативным взаимодействием между идентичными центрами. И если предположить, что в белке имеются два неидентичных и существенно не взаимодействующих центра, то полученные экстраполяцией отдельных участков кажущиеся кинетические параметры, приведенные в табл. 1, характеризуют каждый из этих центров. Поскольку под влиянием хлорида уменьшаются максимальные скорости для обоих центров, а величина константы Михаэлиса увеличивается только для одного центра, механизм ингибирования этих центров хлоридом различен. Один из них ингибируется по «смешанному» типу, тогда как ингибирование другого является строго неконкурентным. Различный механизм ингибирования является некоторым подтверждением предположения о наличии в молекуле лакказы Б двух типов центров. Однако для окончательного подтверждения этого предположения необходимо исследовать более широкий круг субстратов лакказы, включая одноэлектронные субстраты.

Полученные в последнее время данные ЭПР-исследований лакказы А и Б ( $4-6$ ) свидетельствуют в пользу «гетерогенности» входящих в их состав атомов двухвалентной меди. Эти атомы характеризуются сигналами ЭПР, имеющими различные параметры. Имеется по крайней

мере три различных типа меди в белке. В связи с этим естественно предположить, что различные типы атомов меди входят в состав различных активных центров, иначе говоря, гетерогенность активных центров связана с гетерогенностью атомов меди.

Таблица 1

Кажущиеся кинетические параметры лакказы, полученные формальной экстраполяцией отдельных участков сложной зависимости в координатах Лайнуивера-Берка

Параметр	В отсутствие ионов хлора	В присутствии ионов хлора ( $4 \cdot 10^{-3}M$ )
$V[S]_{-}$	0,16	0,015
$V_1$	0,83	0,07
$V_2$	0,28	0,02
$K_{m_1}$	$1,19 \cdot 10^{-2}M$	$2,86 \cdot 10^{-2}M$
$K_{m_2}$	$0,80 \cdot 10^{-3}M$	$0,80 \cdot 10^{-3}M$

Аналогичная сложная кинетическая зависимость обнаружена для церулоплазмينا, медьсодержащей оксидазы из плазмы крови млекопитающих (7,8). ЭПР спектр этого белка также указывает на наличие трех типов атомов меди на молекулу фермента (5). Таким образом, для медьсодержащих оксидаз возникает общая задача: выявить, сколько атомов меди и какого типа входит в состав каждого из активных центров.

Институт биохимии  
Академии наук Армянской ССР

Վ. Յ. ՇԱՅԿԱՋՅԱՆ, Ի. Մ. ՆԱԻՐԱՆՅԱՆ:

### Coriolus versicolor-ից ստացված P-լակազայի արդելակումը սուրստրատի լարեր կոնցենտրացիաներով և քլորի իոններով

Փայտանյութի քայքայող սնկերի դործունեությունը պարզաբանելու համար անհրաժեշտ է ուսումնասիրել այդ քայքայմանը մասնակցող ֆերմենտները: Տվյալ աշխատանքում, շարունակելով արդելակիչների ազդեցության ուսումնասիրումը փայտի քայքայման պրոցեսին մասնակցող ֆերմենտի՝ լակազայի (ՖԿ 1.10.3.2 պ-դիֆենոլ,  $O_2$  օքսիդոռեդուկտազա) վրա, կատարվել են արգելակման մեխանիզմի և ակտիվ կենտրոնի կառուցվածքի պարզաբանմանը վերաբերվող հետազոտություններ: Ցույց է տրված, որ լակազան ամենայն հավանականությամբ ունի երկու ակտիվ կենտրոն, որոնցից մեկը արդելակվում է «խառն», իսկ մյուսը՝ ոչ մրցակցային ձևով:

Ստացված արդյունքները կարելի է մեկնաբանել մեկ ուրիշ եղանակով՝ ֆերմենտն ունի մեկ ակտիվ կենտրոն, իսկ սուրստրատի տարրեր կոնցենտրացիաների համար ստացված լայնուիվեր-Բերկի կոորդինատներում անոմալ կորերը բացատրվում են սուրստրատի երկու տարրեր վիճակներով, որոնք

առաջանում են ֆերմենտատիվ ուսկցիայի ընթացքում: Ալթերնատիվների մեջ ընտրություն կատարելու համար անհրաժեշտ է կատարել լրացուցիչ փորձեր մեկ էլեկտրոնային սուրստրատների հետ: Առայժմ նախապատվությունը տրվում է երկկենտրոն ֆերմենտին, քանի որ էՊՌ հետազոտություններով ցույց է տված, որ լակազայի կազմում գտնվող պղնձի ատոմներն ունեն տարրեր շրջապատում:

#### ЛИТЕРАТУРА — ՎՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- <sup>1</sup> В. Ц. Айказян, Р. М. Налбандян. ДАН Арм. ССР, т. XLIX, № 4, (1969).  
<sup>2</sup> G. Fuhræus, B. Reinhammar, Acta Chem. Scand., 21, 2367 (1967). <sup>3</sup> S.-P. W. Tang, J. E. Coleman, Y. P. Myer, J. Biol. Chem. 243, 4286 (1968). <sup>4</sup> B. G. Malmström, B. Reinhammar, T. Vänngård, Biochim. Biophys. Acta, 156, 67 (1968). <sup>5</sup> R. Malkin, B. G. Malmström, T. Vänngård, Europ. J. Biochem., 7, 253 (1969). <sup>6</sup> R. Malkin, B. G. Malmström, T. Vänngård, Europ. J. Biochem., 10, 324 (1969). <sup>7</sup> T. Sekiguchi, I. Nason, Arch. Biochem. Biophys., 138, 319 (1970). <sup>8</sup> E. Walaas, R. A. I. Østvad, O. Walaas, Arch. Biochem. Biophys., 121, 460 (1967).

УДК 595.768.13

ЭНТОМОЛОГИЯ

С. М. Яблоков-Хнзорян

Новые виды жесткокрылых—зерновок из СССР  
(Coleoptera, Bruchidae)

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Э. А. Давтяном 30/XI 1973)

Статья содержит описание 3 новых видов зерновок, типы которых находятся в коллекциях Зоологического института АН АрмССР.

*Kytorhinus lygaeus lablokoff-Khuzorian* sp. nov.

Киргизская ССР. Западный Тянь-Шань, Сарычелегский заповедник, у селенья Аркит, на южном травянистом склоне орехово-плодового редколесья на высоте около 1400 м над у. м., голотип ♂, 18/V 1962, вероятно на *Lathyrus*.

Тело и конечности одноцветно черные, покрыты негустой тонкой светлосерой волосистостью, над щитком и на щитке волосистость густая, толстая и белая. Длина около 4 мм. Рис. 1,б.

Голова широкая, глаза крупнофасеточные, очень выпуклые, лоб в задней половине с тонким килем, спереди с треугольной плоской матовой мелко и густо шагреневанной площадкой со следами точечности. Боковые края этой площадки приподняты килеобразно по всей длине, диск с 2 косыми швами, сходящимися у середины ее заднего края, отграниченного угловатой бороздкой до основания усиков, за которыми края глаз вырезаны маленькой узкой лопастью. Усики длинные, их 1-й членик в 4 раза длиннее ширины, 2-й слегка шире длины, последующие с плоскими отростками, слегка расширенными дистально и очень сильно у основания, где сливаются с корпусом их членика в треугольную площадку. Отросток 3-го членика (измеренный вместе со своим члеником от края до края) в 1,2 раза короче отростка 4-го, последующего слегка возрастающей длины, 11-й слится вместе со своим члеником в узкую лопасть. Переднеспинка трапециевидная, слегка колоколообразная, в 1,65 раз шире длины, сзади с 2 косыми вдавлениями, расходящимися спереди, ее задние углы острые, прилегают к плечам, основание едва уже надкрылий у плеч. Щиток длинный и узкий, 4-угольный, лежит в плоскости надкрылий, его задний край вырезан дугообразно. Надкрылья в 1,15 раз длиннее общей ширины (их длина измерена вдоль шва без щитка), в 2,5 раза длиннее переднеспинки, с тонкими бороздками, сзади исчезающими, волосис-

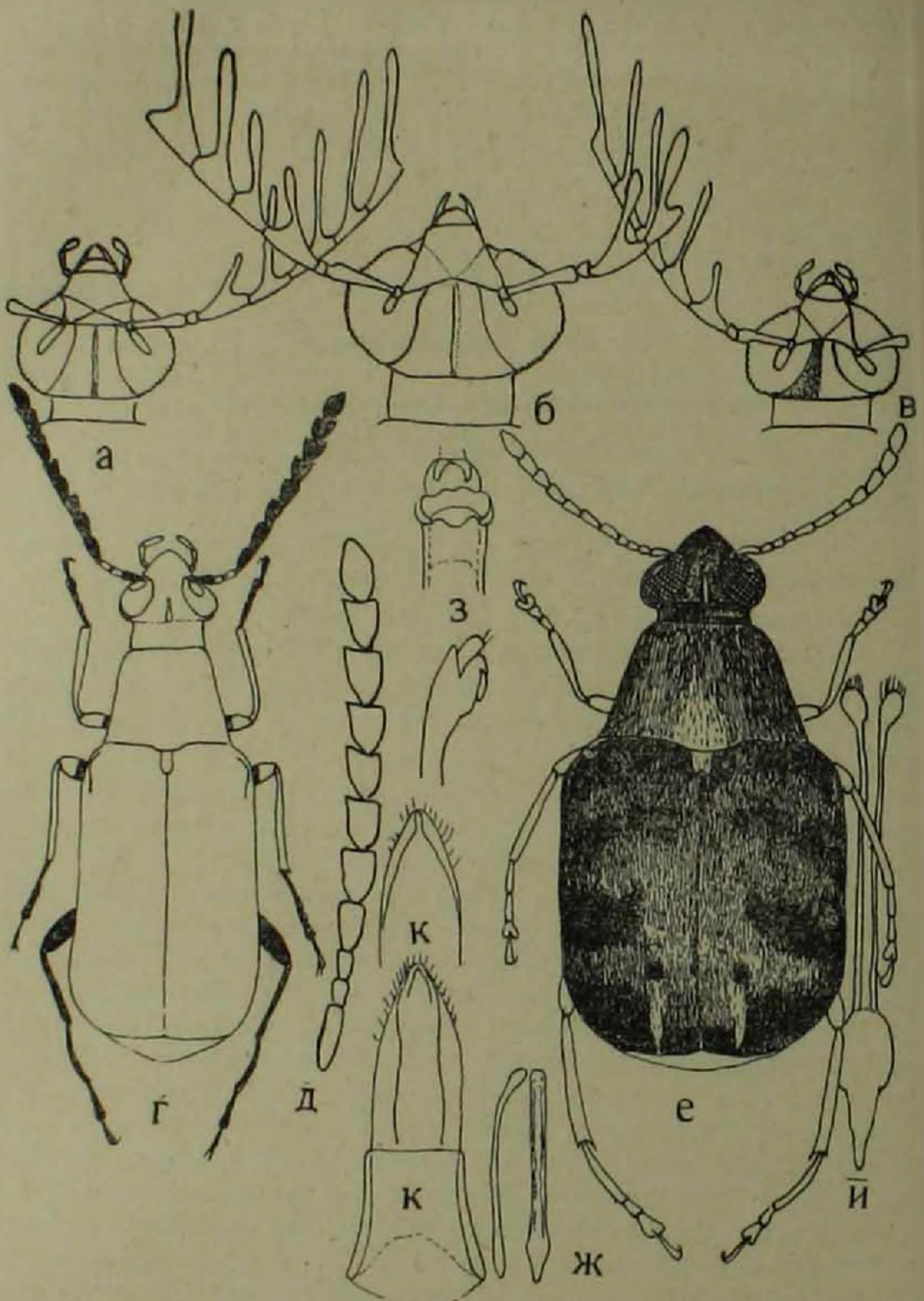


Рис. 1.

а—в—головы у самцов некоторых видов рода *Kytorhinus* Fisch.; а—*pectinicornis* Mel.; б—*lygaeus* Klinz, sp. nov.; в—*obscurus* Luk. et Ter.-Min.; з—*Bruchidius strictus* Klinz, sp. nov., голотип; д—его правый усик; е—*Acanthoscelides Ispedezae* Klinz sp. nov. —паратип ♀; ж—пенисная трубка его ♂, вентрально и латерально; з—ее верхняя вентрально (сверху) и латерально (снизу); и—его парамеры вентрально; к—ложный яйцеклад ♀ дорсально (снизу) и его верхняя часть вентрально (сверху).  
а—з и е × 20; д, ж × 40; з × 120; и × 80; к × 47

гость прилегающая, довольно длинная, зачесана косо назад и кнаружи, неполностью скрывает покровы. Покровы переднеспинки, надкрылий и низа тела блестящие, с нежной вдавленной сеточкой, ячейки которой слегка выпуклые, без четкой точечности. Пигидий спадает почти отвесно, слегка шире длины. Задние голени узкие, слегка расширены дистально, как и лапки без килей, у вершины с толстым и острым нижним зубцом. 1-й членик задних лапок на треть короче их голеней, на половину длиннее прочих члеников (без коготков). Коготки с острым зубцом.

В СССР, вместе с описываемым видом, род *Kytorhinus* Fischer-Waldheim насчитывает 8 видов (не считая *K. karasini* Fisch., который, по-видимому, тождествен *quadrilagiatus* Mot.). Из них 5 видов одноцветно черные с черными конечностями, в том числе 2 вида из Палеарктики, тело которых короткое и толстое. Остальные 3 вида, с узким телом, можно различать следующим образом:

1(4) Надкрылья по крайней мере в 1,4 раза длиннее общей ширины, в 3 раза длиннее переднеспинки. У ♂ отросток 3-го членика усиков короткий, все отростки узкие, приближены к вершинному краю их члеников, у основания слабо утолщенные. Щиток в такой же волосистости, как надкрылья. Лоб перед глазами блестящий, с вдавленной крупной сеточкой, ячейки которой округлые, слегка выпуклые, без точек, в такой же скульптуре, как переднеспинка, вырезка глаз за усиками длинная. Голова уже, глаза менее выпуклые.

2(3) Лоб перед глазами без килей, слабо и равномерно выпуклый, сзади с узким килем. Тело уже. Надкрылья в 1,5 раза длиннее общей ширины. У ♂ отросток 3-го членика усиков в 1,6 раза короче, чем у 3-го (рис. 1,а). Длина около 3,5 мм. Клухорский пер-л, на северном склоне, на высоте около 2300 м, на *Hedysarum obscurum* (по Цахеру) . . . . 1. *K. pectinicornis* Melichar

3(2) Лоб с парой килей, отходящих от места прикрепления усиков вдоль глаз до вершинного края, отграничивая плоскую трапециевидную площадку, сзади без кля, но с сильной выпуклостью (рис. 1,в). Тело шире. Надкрылья в 1,4 раза длиннее общей ширины. У ♂ отросток 3-го членика усиков в 1,4 раза короче, чем у 4-го. Длина 3,2—4 мм. Казахстан, Алтай, на *Caragana arborescens* . . . . 2. *K. obscurus* Lukjanovitsch et Ter-Minass.

4(1) Надкрылья в 1,15 раза длиннее общей ширины, в 2,5 раза длиннее переднеспинки. Щиток густо волосистый, выглядит белым на черном фоне. Лоб перед глазами матовый, мелко шагреневанный, с поверхностной точечностью, с такими же клями, как у предыдущего, но отграниченная ими площадка более сужена кпереди, вырезка глаз за усиками маленькая. Голова шире, сзади с узким килем, глаза очень выпуклые. У ♂ отросток 3-го членика

усиков в 1,2 раза короче, чем у 4-го, отростки сильно утолщены у основания, более отдалены от вершинного края их члеников (рис. 1,б). Длина около 4 мм.

3. *K. lygaeus* Khnz. sp. nov.  
2 *Bruchidius strictus* Iablokoff-Khuzorian sp. nov.

Казахстан: Илийск, в барханах, 15/V 1969, голотип ♂.

Тело черное, покрыто беловатыми волосками, образующими пятна у основания переднеспинки над щитком и на самом щитке, а также печеткие многочисленные крапинки, не скрывающие покровов на надкрыльях, кроме белых, местами имеются и светло-бурые волоски. Низ в равномерной белой волосистости. Усики черные, их 2-й, 3-й членики и основание 4-го желтые, на 2-м членике—черное вершинное пятно. Вершина передних и средних бедер и их голени желтые, остальная часть ног черная, как щупики. Длина 3 мм. Рис. 1,г.

Голова слегка шире переднеспинки у ее вершины, с блестящим килем сзади на лбу. На усиках 2-й и 3-й членики сходные, немного длиннее ширины, последующие гораздо крупнее и шире них (рис. 1,д), основные членики симметричные, конечные—слабо асимметричные. Переднеспинка в  $1\frac{1}{4}$  раза шире длины, густо и грубо точечная на шагренированном фоне, ее боковые края в задней половине параллельные, спереди сходящиеся, задние углы прямые. Щиток в 2 раза длиннее ширины. Надкрылья в 1,4 раза длиннее общей ширины (измерены как для предыдущего вида), в 2,6 раза длиннее переднеспинки, слегка расширены кзади, у основания без бугорков, у вершины закруглены по отдельности, бороздки голые, цельные, мелкоточечные, их промежутки равномерные, без видимой точечности, шагренированные, плечевые бугорки голые, блестящие, выступающие. Пигидий выпуклый, в основной части спадает косо и довольно круто, к вершине—отвесно. Ноги тонкие, задние бедра без зубца или зазубрин, передние голени заметно изогнутые, прочие—прямолинейные, задние дистально расширены очень слабо, с 2 короткими и толстыми, почти одинаковыми вершинными зубцами, их внешний край с тонким килем, скрытым под волосистостью, 1-й членик их лапок дугообразно изогнутый, в 2 раза короче всей лапки (без коготков). Коготки с основным зубцом.

От всех прочих видов рода этот вид отличается очень узким телом, ближе всего стоит к *B. longulus* Schils., но у этого последнего надкрылья не более, чем в  $1\frac{1}{4}$  раза длиннее общей ширины, щиток гораздо короче, усики толще, пигидий более пологий. У *tibialis* Boh. усики одноцветно желтые. Узким телом обладает также *B. cinerascens* Gyll., который, однако, принадлежит к совсем иной группе с очень длинным и плоским пигидием, бугорками у основания надкрылий и т. д.

3. *Acanthoscelides lespedezae* Iablokoff-Khuzorian sp. nov.

Приморье: Пейшула (урочище в Шкотовском р-не у реки Майхе), голотип ♂, и 5 паратипов обоих полов, 22/VIII 1971, на *Lespedez*

bicolor Turczaninow — кустарнике из семейства бобовых, цветущем в основном в августе — сентябре.

Тело черное, неравномерно покрыто беловатой волосистостью, на переднеспинке сильно сгущенной над основанием щитка и на нем, на надкрыльях имеются оголенные места, образующие черные пятна на плечевых бугорках, по бокам за серединой, вдоль заднего ската, часто также на некоторых промежутках бороздок (наш рисунок изображает наиболее пестрого из типов). Конечности желтые, основание задних, часто и передних бедер и все вертлуги черные. Длина 3—3,2 мм. Рис. 1,е.

Голова едва шире переднеспинки у вершины, густо мелко зернистая, негусто тонко волосистая, глаза большие, лоб сзади с гладким килем. Усики довольно короткие, их 1-й членик изогнутый, следующие 3 маленькие и сходные, 3 последующих много длиннее, но не шире их, 4 последних слабо расширены, все членики симметричные. Переднеспинка трапецевидная, слегка колоколообразная, густо волосистая, в 1,7 раза шире длины, густо мелко и вдавленно точечная на шагренированном фоне, волоски неполностью прикрывают покровы, основание без бугорков, задние углы острые. Щиток в 1,2 раза длиннее ширины, его покровы полностью скрыты под волосистостью. Надкрылья (без щитка) равной длины и ширины, у основания без бугорков, у вершины закруглены по отдельности, с правильными цельными бороздками, промежутки которых густо мелко точечные, волосистость густая, но не скрывает покровов. Пигидий спадает почти отвесно у обоих полов, равномерно одноцветно волосистый. Задние бедра с маленьким дистальным зубцом. Задние голени короткие, сильно расширены дистально, снаружи с тонким килем вдоль нижнего края, с 2 крупными вершинными зубцами, из которых нижний заметно крупнее бокового. 1-й членик задних лапок вдвое короче всей лапки, слегка дуговидно изогнутый, без килей и без вершинного зубца. Коготки с крупным основным зубцом.

У ♂ усики в 1,2 раза длиннее, чем у ♀ и немного толще, анальный стернит вдоль заднего края двулопастный, с широкой дугообразной срединной вырезкой (у ♀ закруглен равномерно). Пенис (рис. 1,ж) узкий, плоский, слегка изогнутый, у вершины слегка утолщен и своеобразно вырезан (рис. 1,з). Парамеры (рис. 1,и) длинные, едва изогнутые, соединены перепонкой почти до вершины, которая сильно расширена и волосистая, прикрывают пенисную трубку дорсально. У ♀ (рис. 1,к) ложный яйцеклад проксимально параллельнобокий, кончается треугольником с закругленными волосистыми боками и приплюсненной вершиной.

Этот вид принадлежит к роду *Acanthoscelides* Schilsky, который до последнего времени не обладал четкими диагностическими признаками и, поэтому, часто смешивался с родом *Bruchidius*. Как мы на это уже указывали (<sup>1</sup>), лучшим отличительным признаком рода является его ложный яйцеклад, резко отличающийся от такового у родов *Bruchidius* и *Bruchus*. От типового вида — *A. obtectus* Sny, новый вида

легко отличается по габитусу, окраске, строению задних бедер и т. д. Других видов этого рода в Палеарктике неизвестно.

Зоологический институт  
Академии наук Армянской ССР

Ս. Մ. ՅԱՐՎԱԿՈՎ-ԽՆԶՈՐՅԱՆ

Կառժեարե-ընդակերների նոր տեսակները ՍՍՀՄ-ից

Հոգվածում տրվում է ընդակերների երեք նոր տեսակի նկարագրությունը Գրանք են.

1. *Kytorhinus lygaeus* Khnz. spec. nov. նկարագրված է Կիրգիզական ՍՍՀ-ից, Տյան-Շանից արևմուտք ընկած Սարիչելեյ արգելանոցից: Այս տեսակը մոտ է *K. pectinicornis* Mel. Կլուխորյան լեռնանցքից և *K. obscurus* Lukj. et Ter-Min. Ղաղախստանից և Ալթայից:

2. *Bruchidius strictus* Khnz. spec. nov. նկարագրված է Ղաղախստանից. Իլիլսկի մոտ՝ գտնված է բարխանային ավազներում:

3. *Acanthoscelides lespedezae* Khnz. spec. nov. նկարագրված է Պրիմորյան մարզից (Շկոտովյան շրջ., Պելչուլա), գտնված է *Lespedeza bicolor* Turcz. թփուտում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՔՆԵՐ

С. М. Яблоков-Хнзорян, А. П. Карилетян, Зоол. ж., LI(8) 1186—1192 (1973).

