ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ISSN 0321—1339

ՉԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ

LXVII, № 2

1978

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. բեկնածու (պատ. քարտուղար), Է. Գ. ԱՖՐԻԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Ա. Թ. ԲԱԲԱՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Հ. Խ. ԲՈՒՆՅԱԹՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Մ. ԹԱՌԱՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Հ. Գ. ՄԱՂԱԹՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Դ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Օ. Մ. ՍԱՊՈՆՋՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Բ. ՖԱՆԱՐՋՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ:

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Г. А. АРЗУМАНЯН, канд. техн. наук (отв. секретарь), Э. Г. АФРИКЯН, чл.-корр. АН АрмССР, А. Т. БАБАЯН, академик АН АрмССР, Г. Х. БУНЯТЯН, академик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН, академик АН АрмССР (зам. отв. редактора), Н. Г. МАГАКЬЯН, академик АН АрмССР, А. Г. НАЗАРОВ, академик АН АрмССР (отв. редактор), Г. С. СААКЯН, чл.-корр. АН АрмССР, 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, В. В. ФАНАРДЖЯН, чл.-корр. АН АрмССР.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Վ. Ն. Վարդազարյան—*Դիրակի միաչափ պատահական մոդելային պոտենցիալներով սիստեմի վիճակի խտության մասին* 65

Մ. Վ. Ղազարյան—*Անպարատ մերոմորֆ ֆունկցիաների մասին* 69

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

Մ. Վ. Բելուբեկյան—*Գերձայնային գազի հոսանքում մեմբրանի տատանումների խնդրի մասին* 74

ԱՌԱՁԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Ա. Վ. Սահակյան—*Առաձգական շերտի եզրերով հաստատուն արագությամբ շարժվող կենտրոնացած ուժերից և ջերմային աղբյուրներից ազդեցության ֆունկցիաների կառուցումը* 78

ՍՈՂՔԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Լ. Ա. Շեկյան—*Ազատ հենված առաձգական հեծանին մարմնի հարվածի վերաբերյալ կոնտակտային խնդիրը* 86

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

Ս. Գ. Իսկուդարյան—*Irr II տիպի գալակտիկաների վիճակագրական ուսումնասիրության նախնական տվյալներ* 93

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՔԻՄԻԱ

Ս. Բ. Ղուկասյան, Կ. Ա. Կոստանյան—$Na_2O-Al_2O_3$ (SiO_2, GeO_2, B_2O_3) *համակարգերի ապակիների էլեկտրահաղորդականությունը* 101

ՏԵԿՏՈՆԻԿԱ

Ս. Ն. Նազարեթյան—*Հայկական ՍՍՀ և Նախիջևանի ԻՍՍՀ տարածքների սեյսմոակտիվ խորքային բեկվածքների սեյսմիկականության գնահատում և ութ բալանոց սեյսմիկ գոտու անջատման փորձ* 106

ԲԻՈՔԻՄԻԱ

Ռ. Ա. Ջաֆարյան, Ռ. Գ. Պողոսյան—*Գլյուկոկորտիկոիդներով լիմֆոցիտների քրոմոսոմալ ԴՆԹ-ի դեգրադացիան կանոնավոր կրկնվող հատվածների* 110

ՄԻՋԱՏԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ս. Մ. Յաբլոկով-Խնձորյան—*Զատիկ բզեզների նոր տեսակ և սեռ Արալից* (Coleoptera, Coccinellidae) 115

Ե. Կ. Հերբեվցյան—*Էնցիրտիդների* (Hymenoptera, Encyrtidae) *նոր տեսակներ Հայաստանից* 118

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Ա. Ա. Հեքիմյան, Գ. Ս. Գրիգորյան, Բ. Ա. Հարությունյան-Կոզակ—*Պուլվինարի նեյրոնների ռեցեպտիվ դաշտերի կառուցվածքային առանձնահատկությունները* . . . 123

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

МАТЕМАТИКА

В. Н. Вардизарян—О плотности состояний в одномерных системах Дирака с модельными случайными потенциалами 65

М. В. Казирян—О сепаратно мероморфных функциях 69

МЕХАНИКА

М. В. Белубекян—О задаче колебаний мембраны в сверхзвуковом потоке газа 71

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

А. В. Саакян—Построение функций влияния для упругой полосы от движущихся по ее краям с постоянной скоростью сосредоточенных сил и тепловых источников 78

ТЕОРИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ

Л. А. Шекян—К контактной задаче об ударе тела по свободно-опертой упругой балке 86

АСТРОФИЗИКА

С. Г. Искударян—Предварительные данные статистического исследования IrrII галактик 91

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

С. Б. Гукасян, К. А. Костанян—Об электропроводности стекол системы $Na_2O—Al_2O_3—(SiO_2, GeO_2, B_2O_3)$ 101

ТЕКТОНИКА

С. Н. Назаретян—Оценка сейсмичности сейсмоактивных глубинных разломов на территориях Армянской ССР и Нахичеванской АССР и попытка выделения восьмибалльной сейсмической зоны 105

БИОХИМИЯ

Р. А. Захарян, Р. Г. Погосян—Индукция глюкокортикоидами деградации ДНК хроматина лимфоцитов в регулярно повторяющиеся участки, in vivo . . . 110

ЭНТОМОЛОГИЯ

С. М. Яблоков-Хизорян—Новый род и вид жесткокрылых-кокцинеллид с Арала (Coleoptera, Coccinellidae) 115

Е. К. Эртвацин—Новые виды энциртид (Hymeoptera, Encyrtidae) из Армении 118

ФИЗИОЛОГИЯ

А. А. Экимян, Г. Е. Григорян, Б. А. Арутюнян-Козак—Особенности строения зрительных рецептивных полей нейронов пульвинара 123

Индекс 77730

CONTENTS

MATHEMATICS P.

V. N. Vardazarian—On the state of density of one—dimensional random Dirac system with model potentials. 65

M. V. Kazarian—On separate meromorphic functions 69

MECHANICS

M. V. Belubekian—On the membrane vibration problem in the supersonic gas flow 74

THEORY OF ELASTICITY

A. V. Sahakian—Construction of the functions of influence for an elastic strip from moving along its edges with permanent velocity of concentrated forces and thermal sources 78

THEORY OF CREEP

L. A. Shekian—On the contact problem of nonlinear theory of stabile creep on the impact of the body along the free—supported elastic beam . . . 86

ASTROPHYSICS

S. G. Iskudarian—The preliminary data of statistical research of the Irill type galaxies 93

PHYSICAL CHEMISTRY

S. B. Gukasian, K. A. Kostanian—The electrical conductivity of the glass systems $Na_2O-Al_2O_3-(SiO_2, GeO_2, B_2O_3)$ 101

TECTONICS

S. N. Nosarelian—Seismicity evalution of seismo—active deep faults on Armenian SSR and Nakhichevan ASSR territories and an attempt to single out intensity VIII seismic zone 106

BIOCHEMISTRY

R. A. Zakharian, R. G. Pogosian—DNA in chromatin of lymphoid tissues degrading into regular fragments, in vivo, after the effect of glucocorticoids . 110

ENTOMOLOGY

S. M. Iablokoff-Khnzorian—A new genus and species of Ladybeetles from the Aral (Coleoptera, Coccinellidae) 115

E. K. Hertheutzian—New encyrtid species (Hymenoptera, Encyrtidae) from Armenia 118

PHYSIOLOGY

A. A. Hekimian, G. E. Grigorian, B. A. Harutiunian-Kozak—The properties of the visual receptive field structure of neurons in the pulvinar 123

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

XVII 1978 2

ДК 517.43

МАТЕМАТИКА

В. Н. Вардазарян

О плотности состояний в одномерных системах Дирака с модельными случайными потенциалами

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. М. Джрбашяном 3/III 1978)

Настоящая статья является продолжением предыдущей работы автора ([1]) и относится к тому же самому объекту одномерной случайной системе Дирака. Следуя монографии ([2]) систему Дирака мы будем записывать в следующем стандартном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} y_1 &= y_1 + \rho_1(t, w) y_2 - \lambda y_2, \quad t \in R^1, \ \omega \in \Omega \\ \frac{d}{dt} y_2 &= -y_2 - \rho_2(t, w) y_1 + \lambda y_1. \end{aligned} \tag{1}$$

Ограниченные функции $\rho_1(t, w)$, $\rho_2(t, w)$ образуют векторный потенциал системы (1). Рассмотрим ее сужение в гильбертовом пространстве $L^2([-L, L)]$ вектор-функций $Y(t) = (y_1(t), y_2(t))$ со скалярным произведением $(y, \bar{y}) = \int_{-L}^{L} (y_1 \bar{y}_1 + y_2 \bar{y}_2) dt$, задаваемое граничными условиями

$$\begin{aligned} y_1(-L) \sin \varphi^- - y_2(-L) \cos \varphi^- &= 0, \\ y_1(L) \sin \varphi^+ + y_2(L) \cos \varphi^+ &= 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Пусть $\lambda_0(L)$, $\lambda_{\pm 1}(L), \ldots$ и $y_0(t)$, $y_{\pm 1}(t), \ldots$ $t \in [-L, L]$ соответственно — собственные значения и собственные функции задачи ([1,2]).

Если (для любого $\lambda \in R^1$) существует

$$\lim_{L \to \infty} \frac{1}{2L} N_L([0, \lambda]) = \lim_{L \to \infty} \frac{1}{2L} \sum_{\lambda_i \in [0, \lambda]} 1 = N([0, \lambda])^* \tag{3}$$

то предельная неубывающая функция $N([0, \lambda])$ называется спектральной функцией распределения. Если, к тому же

$$N([0, \lambda]) = \int_0^{\lambda} n(\mu) d\mu,$$

*Если $\lambda < 0$, то, по определению, $N_L([0, \lambda]) = -N_L([\lambda, 0])$

то $n(\mu)$ называется плотностью состояний. Множество точек роста $N(\lambda)$ обозначим через S — это спектр системы (1).

Теорема 1. *Если* $(\rho_1(t, \omega), \rho_2(t, \omega)) = \rho(t, \omega)$ — *стационарный, метрический транзитивный, векторозначный случайный процесс, то предел* (3) *с вероятностью* 1 *существует и является неслучайной функцией.*

Доказательство теоремы 1 опирается на следующую лемму об осцилляциях, представляющую самостоятельный интерес.

Введем фазу и амплитуду решения $(y_1(t, \lambda), y_2(t, \lambda))$ системы (1) формулами:

$$y_1(t, \lambda) = r \sin \theta, \; y_2(t, \lambda) = r \cos \theta, \quad \theta \in S^1$$

(здесь S^1 — интервал $(0, \pi)$ с отождествленными концами).

Без труда получается следующее уравнение

$$\frac{d\theta}{dt} = \sin 2\theta + (\lambda - \rho_2(x)) \sin^2\theta + (\lambda - \rho_1(x)) \cos^2\theta \tag{4}$$

Лемма 1. *При любых* $\lambda_2 < \lambda_1$

$$\frac{\theta_{\lambda_2}(L) - \theta_{\lambda_1}(L)}{\pi} = N_L([\lambda_1, \lambda_2]) + R, \quad |R| \leqslant 1.$$

Результат, аналогичный теореме 1, для случайного уравнения Шредингера доказан Л. А. Пастуром ([3]).

Используя лемму 1 и уравнение (4) можно дать ряд явных формул для $N([\lambda_1, \lambda_2])$ в случае марковских потенциалов, вида

$$\rho_1(t, \omega) = F_1(X_t), \quad \rho_2(t, \omega) = F_2(X_t), \tag{5}$$

где x_t — марковский процесс с „хорошими" свойствами в фазовом пространстве K, а $F_1(x)$, $F_2(x)$, $x \in K$ — функции, подчинены таким условиям, которые обеспечивают существование и единственности совместной инвариантной меры у процессов (X_t, θ_t) с плотностью $\pi_\lambda(x, \theta)$ относительно некоторой стандартной меры $dx\,d\theta$. Подробности см., например ([1]), ([4]).

Теорема 2. *Для марковских потенциалов вида* (5) *справедливы следующие явные формулы для* $n(\lambda)$

$$1) \; n(\lambda) = \pi \int_K (\lambda - F_2(x)) \pi_\lambda(x, 0) dx, \tag{6}$$

$$2) \; n(\lambda) = \int_{S^1} \pi_\lambda(\theta) \pi_\lambda(-\theta) d\theta, \tag{7}$$

где $\pi_\lambda(\theta) = \int \pi_\lambda(x, \theta) dx$ — *инвариантная мера фазы* θ_t

$$3) \; n(\lambda) = \int \frac{\pi(dx)}{M_{x,0}\tau}, \tag{8}$$

где τ — *момент первого попадания фазы* θ *из* 0 *в точку* π.

В ряде случаев удается явно подсчитать $\pi_\lambda(\theta)$ и за счет этого изучить асимптотику $n(\lambda)$ вблизи характерных точек спектра.

Теорема 3. *Для потенциалов вида* (3) *при* $\lambda \to \infty$ *справедлива „вейлевская асимптотика"*

$$N(\lambda) \sim \frac{\lambda}{\pi}.$$

Перейдем теперь к модельным потенциалам, часто встречающимся в физической литературе.

Теорема 4. *Пусть* $\rho_1 = \rho_2 = w$ — *„белый шум", т. е. понимаемая в смысле теории обобщенных функций производная случайного процесса*

$$W = \begin{cases} W_1(t), & t \geqslant 0 \\ W_2(-t), & t \leqslant 0 \end{cases}, \quad W_1(0) = W_2(0) = 0, \text{ где } W_1, W_2 -$$

независимые стандартные винеровские процессы. В этом случае:

а) *Лакуны в S отсутствуют,*

б) $n(\lambda) \sim \frac{1}{\pi}, \quad \lambda \to \pm\infty$*

в) *плотность* $n(\lambda)$ *достигает максимума при* $\lambda = 0$, *причем*

$$n(0) = \frac{2I_0(2)}{\pi I_0^2(1)} > \frac{1}{\pi}. \tag{9}$$

Точно такие же результаты получаются, если $\rho_1 = \dot{W}_1$, $\rho_2 = \dot{W}_2$ где $\dot{W}_1$, $\dot{W}_2$ два независимых „белых шума".

Теорема 5. *Пусть* $\rho_1 = \rho_2 = K(t, \omega)$, $K(t, \omega)$ — *процесс Кронига-Пенни, принимающий (для определенности) значения* 0 *и* 1 *на последовательности показательно распределенных с параметром* 1 *и независимых интервалах. Тогда в спектре S операторе* (1) *имеется ровно одна лакуна* (0, 1) (см. [1]) *и*

$$n(\lambda) \underset{\lambda \to 0}{\sim} \gamma_0 e^{-\frac{\pi}{\sqrt{2(\lambda-2)}}}, \quad n(\lambda) \underset{\lambda \to 1}{\sim} \gamma_1 e^{-\frac{\pi}{\sqrt{2(\lambda-2)}}} \tag{10}$$

Для постоянных γ_0 и γ_1 также можно указать явные (хотя и громоздкие) выражения через некоторые определенные интегралы.

Если процесс $K(t, \omega)$ принимает на последовательных показательно распределенных интервалах с параметрами n_0 и n_1 значения 0 и A_1, соответственно (т. е. $K(t)$ — марковский альтернирующий процесс восстановления), то формулы типа (10) по-прежнему сохраняются, однако с другими явно вычисляемыми постоянными.

Если $A_1 \to \infty$ и $n_1 \to \infty$, причем $A_1/n_1 \to 1$, то в пределе экспоненциальные формулы (10) получаются и для δ — образных потенциалов.

---

* На теорему 3 в этом случае сослаться нельзя.

Доказательство теоремы 5 опирается на п. п. 3 теоремы 2, попытка воспользоваться п. п. 1 и 2 наталкивается на труднопреодолимые вычисления.

Теорема 5 обобщает на случай систем Дирака известный результат М. М. Бендерского и Л. А. Пастура ([5]).

В заключение приношу глубокую благодарность С. А. Молчанову за постановку задачи и руководство работой.

Ереванский государственный педагогический
институт им. Х. Абовяна

Վ. Ն. ՎԱՐԴԱԶԱՐՅԱՆ

Դիրակի միաչափ պատահական մոդելային պոտենցիալներով սիստեմի վիճակի խտության մասին

Հոդվածում ուսումնասիրության հիմնական օբյեկտ է հանդիսանում ֆիզիկական կարևոր ինվարիանտ՝ Դիրակի պատահական սիստեմի վիճակի խտություն $n(\lambda)$-ն որը, բնութագրում է այդ սիստեմի սպեկտրի խտությունը։

Բավականին ընդհանուր պայմաններում ապացուցված է, որ $n(\lambda)$-ն ոչ պատահական ֆունկցիա է և հաշված է նրա ասիմպտոտիկան, երբ $\lambda \to \infty$, և որ $n(\lambda)$-ն սպեկտրի լակունային ծայրակետերում էքսպոնենցիալ նվազում է։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. Н. Вардазарян*, ДАН Арм. ССР, т. LXIV, № 5 (1977). [2] *Б. М. Левитан, И. С. Саргсян*, Введение в спектральную теорию, М., 1970. [3] *Л. А. Пастур*, УМН, т. XXVIII, № 1 (169), 3—64 (1973). [4] *И. Я. Гольдшейд, С. А. Молчанов, Л. А. Пастур*, «Функциональный анализ», т. II, № 1, 1—10 (1977). [5] *М. М. Бендерский, Л. А. Пастур*, ЖЭТФ, т. 57, № 1 (7), 284—294 (1969).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 517.55

МАТЕМАТИКА

М. Я. Казарян

О сепаратно мероморфных функциях

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. Н. Мергеляном 19/VI 1978)

Согласно фундаментальной теореме Гартогса функция f, определенная в области $D\subset C^N$, $N>1$, голоморфная по каждой переменной при фиксированных остальных, является голоморфной в D.

Существенным усилением этого результата является следующая теорема (Сичак ([1])). Пусть D_k —область комплексной z_k —плоскости, $E_k\subset D_k$ — регулярный компакт и $h(z_k, E_k, D_k)$ — гармоническая мера E_k относительно ∂D_k, $k=1, 2, \ldots, n$. Пусть функция $f(z)=f(z_1, \ldots, z_n)$ определена и сепаратно голоморфна на множестве $X=(D_1\times E_2\times\cdots\times E_n)\cup\cdots\cup(E_1\times\cdots\times E_{n-1}\times D_n)$, т. е. для любого фиксированного $(a_1, \ldots, a_{k-1}, a_{k+1}, \ldots, a_n)\in E_1\times\ldots\times E_{k-1}\times E_{k+1}\times\cdots\times E_n$ функция $f(a_1, \ldots, a_{k-1}, z_k, a_{k+1}, \ldots, a_n)$ голоморфна в D_k, $k=1, 2, \ldots, n$.
Тогда

1) f продолжается до функции $\tilde{f}$, голоморфной в

$$\Omega=\{z\in D_1\times\ldots\times D_n: h(z_1, E_1, D_1)+\ldots+h(z_n, E_n, D_n)<1\}$$

2) Ω — оболочка голоморфности множества X.

В настоящей работе, которая является продолжением работы ([2]), аналогичные вопросы в более общей ситуации рассматриваются для мероморфных функций.

Ввиду наличия особенностей у мероморфных функций, само понятие сепаратной мероморфности требует дополнительного уточнения. Приведем его в более общей ситуации, чем это надо для наших теорем.

Пусть $D\subset C^n_z$, $G\subset C^m_w$ — произвольные области, $E\subset D$, $F\subset G$ — относительно замкнутые множества и $X=(D\times F)\cup(E\times G)$. Пусть, далее, функция $f=f(z, w)$ со значениями в $\overline{C}=C\cup\{\infty\}$ определена на X, за исключением некоторого замкнутого множества $A\subset X$ нулевой C^{n+m}-емкости. Обозначим через A' (соответственно A'') множество всех $z\in D$ ($w\in G$) для которых $\{z\}\times G\subset A$ ($D\times\{w\}\subset A$).
Тогда, если

1) $f(z, w_0)$ как функция от z мероморфно продолжается в D для любого фиксированного $w_0 \in F \setminus A''$

2) $f(z_0, w)$ как функция от w мероморфно продолжается в G для любого фиксированного $z_0 \in E \setminus A'$,

то мы говорим, что функция f сепаратно мероморфна на множестве X (множество A мы будем называть множеством неопределенностей сепаратной мероморфной функции f).

Множество $E \subset C^n$ назовем C^n-регулярным в точке $z_0 \in C^n$ если $z_0 \in \overline{E}$ (замыкание E) и для любой плюрисубгармонической в окрестности z_0 функции φ справедливо равенство

$$\varphi(z_0) = \overline{\lim_{z \to z_0,\ z \in E}} \varphi(z).$$

Множество C^n—регулярных точек для E обозначим через E^*. Множество $E \subset C^n$ будем называть C^n-регулярным, если оно C^n-регулярно в каждой точке своего замыкания, т. е. если $E^* = \overline{E}$.

Основным результатом настоящей работы является

Теорема 1. *Пусть D и G—области в C_z и C^m_w соответственно, $E \subset D$, $F \subset G$, C и C^m—регулярные компакты. Тогда любая сепаратно мероморфная на множестве $X = (D \times F) \cup (E \times G)$ функция $f(z, w)$ продолжается до функции, мероморфной в окрестности X.*

Теорема, по-видимому верна и в общем случае $D \subset C^n_z$, но наше доказательство проходит, только когда область D одномерна. Лишь в случае, когда $D = D_1 \times \cdots \times D_n$ и $E = E_1 \times \ldots \times E_n$, где $E_k \subset D_k$—регулярные компакты, а $D_k \subset Cz_k$—области, $k = 1, 2, \ldots, n$ аналогичная теорема тоже верна.

Для доказательства теоремы нам нужны некоторые обобщения известной леммы Ротштейна ([3]), которая в свою очередь является обобщением основной леммы Гартогса на мероморфные функции.

Лемма 1. *Пусть $D \subset C^n_z$, $G \subset G_1 \subset C^m_w$ — произвольные области, функция $f = f(z, w)$ определена в $D \times G_1$ за исключением замкнутого множества A нулевой C^{n+m}—емкости и мероморфна в $D \times G$. Тогда, если для любого $z_0 \in D \setminus A'$ функция $f(z_0, w)$ мероморфно по w продолжается в G_1, то f мероморфна в $D \times G_1$.*

При $m = 1$ в случае, когда D—поликруг, G и G_1 концентрические круги, это лемма Ротштейна.

Лемма 2. *Пусть $D \subset C^n_z$—произвольная область и $E \subset D$ компакт положительной C^n—емкости, пусть $G \subset G_1$ области в C^m_w, а функция $f = f(z, w)$ голоморфна в $D \times G$. Тогда, если для любого фиксированного $z_0 \in E$ функция $f(z_0, w)$ мероморфна по w в G_1, то f мероморфна в некоторой окрестности $E^* \times G_1$.*

Доказательство в случае $m = 1$ получается из свойства полунепрерывности снизу радиуса мероморфности мероморфной в $D \times G$ функции f по направлению w. В общем случае доказательство сво-

дится к случаю поликруга и получается индукцией по числу переменных m. Через $c_n(E)$ будем обозначать C^n – емкость множества $E \subset C^n$.

Лемма 3. *Пусть $D \subset C_z^n$, $G \subset C_w^m$ — произвольные области, $E \subset D$, $F \subset G$ множества положительной C^n и C^m — емкости соответственно и функция $f = f(z, w)$ сепаратно мероморфна на множестве $X = (D \times F) \cup (E \times G)$. Тогда существуют области $D_0 \subset D$, $G_0 \subset G$ и компакты $E_0 \subset E \cap D_0$, $F_0 \subset F \cap G_0$, $c_n(E_0) > 0$, $c_m(F_0) > 0$ такие, что f сепаратно голоморфна и ограничена на множестве $X_0 = (D_0 \times F_0) \cup (E_0 \times G_0)$.*

Доказательство аналогично доказательству леммы 1 в работе ([2]) только вместо кругов с рациональными центрами и радиусами надо рассматривать множества вида $|w \in G : |\varphi_\nu(w)| < \varepsilon|$, где $|\varphi_\nu|$ – счетное плотное подмножество в пространстве функций, голоморфных в G и ε – рациональные числа.

Следующая лемма легко следует из работы Сичака ([1]).

Лемма 4. *Пусть D – область в комплексной z-плоскости, $E \subset D$ компактное множество положительной емкости, $G \subset C_w^m$ – открытое множество и $F \subset G$ компакт. Тогда, если функция (z, w) сепаратно голоморфна на множестве $X = (D \times F) \cup (E \times G)$ и ограничена на $E \times G$, то для любой регулярной точки w_0 компакта $F (w_0 \in F^*)$ существует положительное число $\delta > 0$ и область D' такие, что $E \subset D' \subset D$ и $f = f(z, w)$ голоморфно продолжается в $D' \times |w \in G : |w, w_0| < \delta|$.*

Доказательство теоремы 1. Поскольку f сепаратно мероморфна на X, а C^n – емкость C^n – регулярного компакта больше нуля, то по лемме 3 существуют подобласти $D_0 \subset D$, $G_0 \subset G$ и компакты $E_0 \subset E \cap D_0$, $F_0 \subset F \cap G_0$ положительной C и C^m – емкости соответственно такие, что функция f сепаратно голоморфна и ограничена на множестве $X_0 = (D_0 \times F_0) \cup (E_0 \times G_0)$. По лемме 4 для любых фиксированных $(z_0, w_0) \in E_0 \times F_0^*$ существует поликруг $U \times V$ с центром в этой точке, куда f голоморфно продолжается. Применяя лемму 2, получим отсюда, что f продолжается до функции, мероморфной в окрестности множества $(D \times F_0^*) \cup (E_0 \times G)$. Далее, используя лемму Цорна точно так, как в ([2]), получим, что f мероморфна в окрестности множества $(E_1 \times G) \cup (D \times F_1)$, где $E_1 \subset E$, $F_1 \subset F$ и $c(E/E_1) = c_m(F/F_1) = 0$.

Наконец, используя регулярность компактов E и F, отсюда можно получить мероморфность f в окрестности X.

Следствие 1. *Пусть D_k – область комплексной z_k – плоскости, $E_k \subset D_k$ – регулярный компакт, $k = 1, 2, \ldots, n$, $D = D_1 \times \ldots \times D_n$, $E = E_1 \times \ldots \times E_n$. Пусть далее $G \subset C_w^m$ – произвольная область, $F \subset G$ C^m – регулярный компакт и функция $f = f(z, w)$ сепаратно мероморфна на множестве $X = (D \times F) \cup (E \times G)$. Тогда f продолжается до функции, мероморфной в окрестности X.*

Доказательство. При $m=1$ эту теорему мы только что доказали. Далее продолжим по индукции. Пусть $E_{n+1}\subset D_{n+1}\subset C_{z_{n+1}}$, $D'=D\times D_{n+1}$, $E'=E\times E_{n+1}$, $z'=(z, z_{n+1})$. $X=(D'\times F)\cup(E'\times G)$, а функция $f(z', w)$ сепаратно мероморфна на X. Фиксируем произвольную точку $z_0\in E\setminus A'$ и рассмотрим функцию $f_{z_0}(z_{n+1}, w)=f(z_0, z_{n+1}, w)$. Она сепаратно мероморфна на множестве $(D_{n+1}\times F)\cup(E_{n+1}\times G)$ и следовательно, по доказанной теореме f_{z_0} мероморфна в некоторой его окрестности ω. С другой стороны поскольку $f(z', w)$ мероморфна в D' для любого фиксированного $w_0\in F\setminus A''$, то получаем, что f сепаратно мероморфна на множестве $|D\times(E_{n+1}\times F)|\cup(E\times\omega)$. По индуктивному предположению она мероморфна в некоторой окрестности ω' этого множества, а ω', очевидно, содержит X'.

Следствие 2. *Пусть D — область комплексной z — плоскости, $E\subset D$ — компакт положительной емкости и $G\subset C^m_w$ — открытое множество. Пусть далее, функция $f=f(z,w)$ сепаратно мероморфна на множестве $(D\times G)\cup(E\times G)$ т. е.*

1) *$f(z,w_0)$ мероморфно по z продолжается в D для любого фиксированного $w_0\in G\setminus A''$*

2) *$f(z_0,w)$ мероморфно по w продолжается в G для любого фиксированного $z_0\in E\setminus A'$.*

Тогда f мероморфна в $D\times G$.

Доказательство. Пусть $w_0\in G$ произвольная точка. $F=\{w\in G: |w-w_0|=r\}\subset G$, $r=(r_1,\dots,r_m)$: $r_k>0$, $k=1,2,\dots$

Тогда, по теореме 1, f мероморфна на $D\times F$, а в силу произвольности $w_0\in G$ она мероморфна в $D\times G$.

Замечание. Вопрос об оболочке мероморфности множества X (т. е. максимальной области, куда мероморфно продолжается любая мероморфная на X функция) мы не рассматриваем по той простой причине, что она совпадает с его оболочкой голоморфности Ω, описанной Сичаком в ([1]). Действительно, в любой области $D\subset C^n$ разрешима слабая проблема Пуанкаре (см. ([4])) т. е. если f мероморфна в D, то её можно представить в виде h/g, где h и g голоморфны в D. Поскольку любая сепаратно мероморфная на X функция f мероморфна в некоторой окрестности ω множества X, то f является отношением двух голоморфных в ω функций h и g. Продолжим их соответственно до функций h и g голоморфных в Ω. Тогда функция $f=h/g$ мероморфна в Ω и совпадает с f на X.

Ереванский электротехнический завод

Մ. Վ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Սեպարատ մերոմորֆ ֆունկցիաների մասին

Հոդվածում դիտարկվում են C^N, $N>1$ տարածության որոշակի տեսքի բազմության վրա սեպարատ մերոմորֆ ֆունկցիայի մերոմորֆ շարունակելիության որոշ հարցեր։

Դիցուք տված են $D\subset C^n_z$, $G\subset C^m_w$ տիրույթները, $E\subset D$ և $F\subset G$ համապատասխան փակ բազմությունները և թող $X=(D\times F)\cup(E\times G)$։ Ենթադրվում է, որ $D\times G\subset C^{n+m}$ տիրույթում տրված է մի A բազմություն, որի C^{n+m}-չափը զրո է։ A'-ով նշանակենք այն $z\in D$ կետերի բազմությունը, որոնց համար $\{z\}\times G\subset A$։ Նույն կերպ սահմանվում է A'' բազմությունը։ Կասենք $X\setminus A$ բազմության վրա որոշված $f=f(z, w)$ ֆունկցիան սեպարատ մերոմորֆ է X-ի վրա, եթե

1) $f(z, w_0)$-ն որպես ֆունկցիա z-ից ամեն մի $w_0\in F\setminus A''$ ֆիքսած կետի համար մերոմորֆ շարունակվում է D տիրույթ։

2) $f(z_0, w)$-ն որպես ֆունկցիա w-ից ամեն մի $z_0\in E\setminus A'$ ֆիքսած կետի համար մերոմորֆ շարունակվում է G տիրույթ։

Թեորեմ։ Դիցուք $D\subset C_z$ և $G\subset C^m_w$ կամայական տիրույթներ են, $E\subset D$ և $F\subset G$ համապատասխանաբար C և C^m-ռեգուլյար կոմպակտներ են, իսկ ֆունկցիան սեպարատ մերոմորֆ է $X=(D\times F)\cup(E\times G)$ բազմության վրա։ Այդ դեպքում f-ը կարելի է շարունակել X-ի որևէ շրջակայք, որպես մերոմորֆ ֆունկցիա։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *J. Siciak*. Ann. Polon. Math., 22(1969), 145—171. [2] *М. В. Казарян*. Матем. сб., 99(141), 538—548, № 4 (1976). [3] *W. Rothstein*. Math. Z., 84—95, 53(1960). [4] *J. Kajiwara*. Mem. Fac. Sci., Kyushu Univ. Ser. A, 22, 9—17 № 1 (1968).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 539.3

МЕХАНИКА

М. В. Белубекян

О задаче колебаний мембраны в сверхзвуковом потоке газа

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. А. Амбарцумяном 2/III 1978)

Обсуждаются известные результаты. Приводится новое решение для бесконечной мембраны.

1. Задача рассматривается в частном случае, когда возмущения распространяются только по направлению невозмущенного потока газа. Предполагается справедливость поршневой теории ([1]). Аэродинамическое демпфирование не учитывается, так как оно не имеет качественного значения для обсуждаемых вопросов.

При указанных ограничениях уравнение колебаний мембраны имеет вид (2)

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial w}{\partial x} - \alpha^2 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0, \tag{1.1}$$

где

$$\beta = \varkappa p_- M N_x^{-1}, \quad \alpha^2 = \rho_0 h N_x^{-1}.$$

Остальные обозначения идентичны обозначениям, принятым в ([2]).

Решение уравнения (1.1) должно удовлетворять следующим начальным условиям:

$$w(0, x) = \varphi(x), \quad \partial w(0, x)/\partial t = \psi(x). \tag{1.2}$$

В случае бесконечной мембраны ($-\infty < x < \infty$), так же как в известной задаче колебаний струны, функции $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ должны удовлетворять определенным условиям. В частности, они не должны бесконечно возрастать при $x \to \pm\infty$.

В работе ([3]) для бесконечной мембраны решение уравнения (1.1) представляется в виде:

$$w = Ae^{i(\omega t - kx)}. \tag{1.3}$$

После подстановки (1.3) в (1.1) и решения соответствующего характеристического уравнения получается

$$w = Ae^{i\omega t/2}\Phi(x, t), \tag{1.4}$$

где поведение решения при $x \to \pm\infty$ характеризуется экспоненциаль-

ным множителем и, следовательно, $w \to \infty$ при $x \to \infty$. Отсюда делается вывод о наличии флаттера для бесконечной мембраны.

Однако решение типа (1.4) не может удовлетворять никаким начальным условиям, обеспечивающим корректность поставленной задачи. Единственный вывод, который можно сделать из (1.4),—задача колебаний мембраны при сверхзвуковом обтекании не допускает решения вида (1.3). Таким образом, для указанной задачи установившиеся колебания невозможны.

2. Уравнение (1.1) имеет автомодельное решение, которое можно получить при помощи следующего преобразования:

$$\xi = x, \quad \tau = -\frac{\beta}{2a}(t^2 - a^2x^2)^{1/2}, \quad \beta > 0, \quad t > a|x|$$

$$w = u(\tau)\exp(\beta\xi/2). \tag{2.1}$$

Вычисляя производные w и подставляя в уравнение (1.1), для определения функции $u(\tau)$ получим уравнение Бесселя

$$\tau\frac{d^2u}{d\tau^2} + \frac{du}{d\tau} + \tau u = 0. \tag{2.2}$$

Общее решение уравнения (2.2) выражается через функции Бесселя 1-го и 2-го рода индекса нуль

$$u = C_1 J_0(\tau) + C_2 Y_0(\tau). \tag{2.3}$$

При $0 < t < a|x|$, заменой $\tau = -i\tau_1$, для функции $u(\tau_1)$ получается решение при помощи соответствующих функций Бесселя чисто мнимого аргумента.

Основываясь на (2.1) и (2.3), рассмотрим следующее решение уравнения (1.1):

$$w = e^{\beta x/2}\left\{ C_1 J_0\left[\frac{\beta}{2a}(t^2 - a^2x^2)^{1/2}\right] + C_0 Y_0\left|\frac{\beta}{2a}(t^2 - a^2x^2)^{1/2}\right| \right\}$$

при $t > a|x|$ (2.4)

$w = 0$ при $t < a|x|$.

Решение (2.4) удовлетворяет начальным условиям (1.2), если функции $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ импульсивные в точке $x = 0$.

Замечая, что характер решения при произвольных начальных условиях и для больших значений t будет таким же, что и характер решения (2.4), рассмотрим решение (2.4) для фиксированной точки x и для больших значений аргумента ([4])

$$w \approx \sqrt{\frac{4a}{\pi\beta(t^2 - a^2x^2)^{1/2}}}\, e^{\beta x/2}\left\{ C_1\cos\left[\frac{\beta}{2a}(t^2 - a^2x^2)^{1/2} - \frac{\pi}{4}\right] + \right.$$

$$\left. + C_2\sin\left[\frac{\beta}{2a}(t^2 - a^2x^2)^{1/2} - \frac{\pi}{4}\right]\right\}. \tag{2.5}$$

Из (2.4) видно, что при прохождении волны через фиксированную точку x, в точке x импульсивно возникают колебания. Причем чем дальше точка $x>0$ от начала координат, тем больше амплитуда возникающих колебаний (зависимость экспоненциальная). Согласно (2.5), каким бы ни была амплитуда колебаний в момент прохождения волны, она стремится к нулю при $t\to\infty$.

Таким образом, для заданной задачи явление флаттера, в обычном смысле, не наблюдается. Однако имеется экспоненциальное возрастание возмущений по мере удаления от источника возмущений по направлению потока газа. С другой стороны, уравнение (1.1) может описать только малые возмущения. Поэтому предполагается, что задачу колебаний мембраны с достаточно большими размерами по направлению сверхзвукового потока газа необходимо исследовать либо на основе нелинейной теории (большие прогибы), либо на основе иных критериев устойчивости, использующих ограничения на возможные прогибы мембраны.

3. Рассмотрим бесконечную полосу мембраны ($0<x<l$). В этом случае решение уравнения (1.1), кроме начальных условий (1.2), должно удовлетворять также граничным условиям на кромках мембраны $x=0$ и $x=l$.

Наиболее общие однородные граничные условия имеют вид:

$$w(0,t)+h_1\partial w(0,t)/\partial x=0,\quad w(l,t)+h_2\partial w(l,t)/\partial x=0, \tag{3.1}$$

где h_1 и h_2 произвольные постоянные.

Представляя решение задачи в виде

$$w=T(t)X(x)$$

получим для определения $X(x)$ следующую задачу на собственные значения:

$$X''-\beta X'+\lambda X=0,$$

$$X(0)+h_1X'(0)=0,\quad X(l)+h_2X'(l)=0. \tag{3.2}$$

Легко заметить, что задача (3.2) несамосопряженная. Это обстоятельство, в свое время, послужило поводом для сомнений относительно применимости метода Галеркина к задаче флаттера пластинки, которая, по существу, приводится к несамосопряженной задаче. Однако, изучая решение задачи флаттера пластинки, В. В. Болотин ([3,5]) показал, что нельзя судить о применимости метода Галеркина к задачам флаттера пластинки, основываясь на применимости того же метода к задаче флаттера мембраны.

К этому же выводу можно придти и другим способом. После преобразования

$$X(x)=e^{\beta x/2}Y(x) \tag{3.3}$$

задача (3.2) приведется к виду:

$$Y''+\lambda(1-\beta^2/4)Y=0,$$

$$(1+h_1\beta/2)Y(0)+h_1Y'(0)=0,\quad (1+h_2\beta/2)Y(l)+h_2Y'(l)=0. \tag{3.4}$$

Задача (3.4) — самосопряженная. Таким образом, задача обтекания мембраны, по существу, приводится к решению самосопряженной задачи, в то время как задача флаттера пластинки приводится к существенно несамосопряженной задаче. Следовательно, проведение аналогии о применимости метода Галеркина к этим задачам недопустимо.

Из условия самосопряженности легко получить также, что явление флаттера мембраны не имеет места ни при каких значениях величин h_1 и h_2, определяющих граничные условия.

Кроме того, из (3.3 и (3.4) ясно, что для эффективности применения метода Галеркина к рассматриваемой задаче выбранная система функций должна иметь общий множитель $\exp(\beta x/2)$. Некоторые вопросы сходимости метода Галеркина в частной задаче с условиями закрепления кромок ($h_1 = h_2 = 0$) обсуждаются в ([6]).

Легко показать, что приведенные выше выводы остаются в силе и при учете демпфирования.

Отметим, что здесь не рассматривались неоднородные граничные условия. Наличие их может привести к появлению флаттера ([7]). При этом может оказаться также, что учет демпфирования существенен.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

Մ. Վ. ԲԵԼՈՒԲԵԿՅԱՆ

Գերձայնային գազի հոսանքում մեմբրանի տատանումների խնդրի մասին

Բերված է գերձայնային հոսանքում անվերջ մեմբրանի տատանումների խնդրի լուծումը, երբ եզրային պայմանները ինքնահամալուծ են։ Լուծումը ցույց է տալիս, որ տատանումները ժամանակի ընթացքում մարում են։

Վերջավոր մեմբրանի համար ցույց է տրված, որ կամայական համասեռ եզրային պայմանների դեպքում խնդիրը բերվում է ինքնահամալուծ խնդրի լուծման, որտեղից հետևում է, որ ժամանակի ընթացքում տատանումները մարում են։

Այսպիսով, գերձայնային արագությամբ մեմբրանի շրջհոսման դեպքում, ի տարբերություն սալի շրջհոսման խնդրի, ֆլատերի երևույթ տեղի չունի։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. А. Ильюшин*. ПММ, 20, № 6 (1956). [2] *В. В. Болотин*. Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. Физматгиз, М., 1961. [3] *S. Kaliski*, Bul. de L. Acad. Pol. des sciences v. XV, № 2 (1967). [4] *Б. Г. Коренев*. Введение в теорию бесселевых функций изд. „Наука“, М., 1971. [5] *В. В. Болотин*, „Известия высш. школы“, сер. Машиностроение, № 11, 1959. [6] *R. Heiser*, Z. angew. Math. Phys, 57, № 5, 1977. [7] *Л. А. Мовсисян*. „Прикладная механика“, т. 3, в. 8 (1967).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 539.3

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

А. В. Саакян

Построение функций влияния для упругой полосы от движущихся по ее краям с постоянной скоростью сосредоточенных сил и тепловых источников

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Б. Л. Абрамяном 29/III 1978)

Определение напряженно-деформированного состояния упругих тел от движущихся по их границам с постоянной скоростью силовых и температурных факторов, ввиду важного прикладного значения рассматриваемого круга задач, стало предметом исследования многих авторов. Достаточно полная библиография основных результатов и работ из указанной области теории упругости приведена в ([1,2]). Однако, следует отметить, что в указанных работах упругие тела в основном берутся в виде полуплоскости и полупространства. Между тем исследование задач подобного типа для упругих тел, моделируемых в виде бесконечной полосы или слоя, имеет теоретическое и прикладное значение. В этом аспекте имеется сравнительно немного работ, из которых укажем на работу ([3]).

В настоящей статье построены функции влияния для бесконечной упругой полосы, когда по ее краям с постоянной скоростью движутся вертикальные и горизонтальные сосредоточенные силы, а также точечные тепловые источники. Сначала рассматривается температурная задача, а затем в рамках теории температурных напряжений—упругая задача. При помощи комплексного и обобщенного преобразований Фурье искомые функции влияния представлены интегралами Фурье, для которых получены асимптотические формулы. В предельном случае получены результаты для полуплоскости.

На основе изложенных здесь результатов можно провести исследование соответствующих контактных задач о движущихся штампах.

1. Определим температурное поле, которое создается в упругой полосе, когда по ее краям с постоянной скоростью V_0 движутся точечные тепловые источники постоянной мощности S.

Решение указанной задачи сводится к решению уравнения теплопроводности

$$\nabla^2 T(x,y,t) - \frac{c_0}{\lambda_0}\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} = 0 \qquad \begin{matrix}(-\infty<x<\infty,\\ -2d<y<0,\\ -\infty<t<\infty)\end{matrix} \qquad (1.1)$$

при следующих граничных условиях

$$\left.\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y}\right|_{y=0} = -\frac{S}{\lambda_0}\delta(x-V_0t) \quad \text{и} \quad \left.\frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y}\right|_{y=-2d} = \frac{S}{\lambda_0}\cdot\delta(x-V_0t). \qquad (1.2)$$

Здесь $T(x,y,t)$ — температура в полосе, c_0 и λ_0 — удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала полосы, а $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Так как рассматриваемая задача является квазистатической, то можно ввести координатную систему (ξ,η), скрепленную с движущимся источником и связанную с системой (x,y) соотношениями:

$$\xi = x - V_0t;\ \eta = y. \qquad (1.3)$$

Тогда уравнение (1.1) и условия (1.2) примут вид;

$$\nabla^2 T(\xi,\eta) + \frac{c_0 V_0}{\lambda_0}\cdot\frac{\partial T(\xi,\eta)}{\partial\xi} = 0 \qquad \begin{matrix}(-\infty<\xi<\infty,\\ -2d<\eta<0)\end{matrix} \qquad (1.4)$$

$$\left.\frac{\partial T(\xi,\eta)}{\partial\eta}\right|_{\eta=0} = -\frac{S}{\lambda_0}\cdot\delta(\xi) \text{ и } \left.\frac{\partial T(\xi,\eta)}{\partial\eta}\right|_{\eta=-2d} = \frac{S}{\lambda_0}\cdot\delta(\xi) \qquad (1.5)$$

Применяя к краевой задаче (1.4) — (1.5) комплексное преобразование фурье (4), получим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка относительно трансформанты температуры $\overline{T}(\eta,\alpha)$ при определенных граничных условиях. Решение последней краевой задачи дается формулой

$$\overline{T}(\eta,\alpha) = -\frac{S}{\lambda_0\delta^*\cdot\mathrm{sh}\,\delta^* d}\cdot\mathrm{ch}\,\delta^*(d+\eta), \qquad (1.6)$$

где

$$\delta^*(\alpha) = \sqrt{\alpha^2 + i\alpha\varkappa}\ ;\ \varkappa = \frac{c_0 V_0}{\lambda_0},$$

Точки $\alpha=0$ и $\alpha=-i\varkappa$ являются точками ветвления функции $\delta^*(\alpha)$ в комплексной плоскости $\alpha=\sigma+i\tau$. При этом в (1.6) выбрана та однозначная ветвь функции $\delta^*(\alpha)$, для которой $\delta^*(\alpha)\to|\sigma|$ при $\alpha\to\pm\infty$ вдоль вещественной оси. Для этого необходимо (4) разрезать плоскость α по линиям, соединяющим точки $\alpha=0$ и $\alpha=-i\varkappa$ с бесконечно удаленной точкой и лежащим соответственно в верхней и нижней полуплоскостях.

Функция $\overline{T}(\eta,\alpha)$ регулярна в полосе $-\varkappa<\tau<0$. Тогда, истинное значение температуры $T(\xi,\eta)$ согласно известной теореме из (1) определится интегралом

$$T(\xi,\eta)=-\frac{S}{2\pi\lambda_0}\int_{i\varepsilon-\infty}^{i\varepsilon+\infty}\frac{\operatorname{ch}\delta^*(d+\eta)}{\delta^*\cdot\operatorname{sh}\delta^* d}e^{-i\alpha\xi}d\alpha. \qquad (-\infty<\xi<0)$$

С помощью теоремы о вычетах и леммы Жордана найдем:

$$T(\xi,\eta)=-\frac{S}{\lambda_0 d\varkappa}\left\{1+H(\xi)\left[e^{-\varkappa\xi}-1\right]+\varkappa e^{-\frac{\varkappa\xi}{2}}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\cos\frac{\pi k\eta}{d}}{\sqrt{\frac{\varkappa^2}{4}+\frac{\pi^2k^2}{d^2}}}\times\right.$$

$$\left.\times\, e^{-|\xi|\sqrt{\varkappa^2/4+\pi^2k^2/d^2}}\right\}.$$

В системе координат (x,y) будем иметь:

$$T(x,y,t)=-\frac{S}{\lambda_0 d\varkappa}\left\{1+H(x-V_0t)\left[e^{-\varkappa(x-V_0t)}-1\right]+\right.$$

$$\left.+\varkappa e^{-\frac{\varkappa}{2}(x-V_0t)}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\cos\frac{\pi k\eta_1}{d}}{\sqrt{\frac{\varkappa^2}{4}+\frac{\pi^2k^2}{d^2}}}\cdot e^{-|x-V_0t|\sqrt{\varkappa^2/4+\pi^2k^2/d^2}}\right\} \qquad (1.7)$$

2. Перейдем теперь к построению функций влияния для упругой полосы, когда по ее краям с постоянной скоростью V_0 движутся сосредоточенные нормальные и тангенциальные силы и точечные тепловые источники мощностью S (рис. 1).

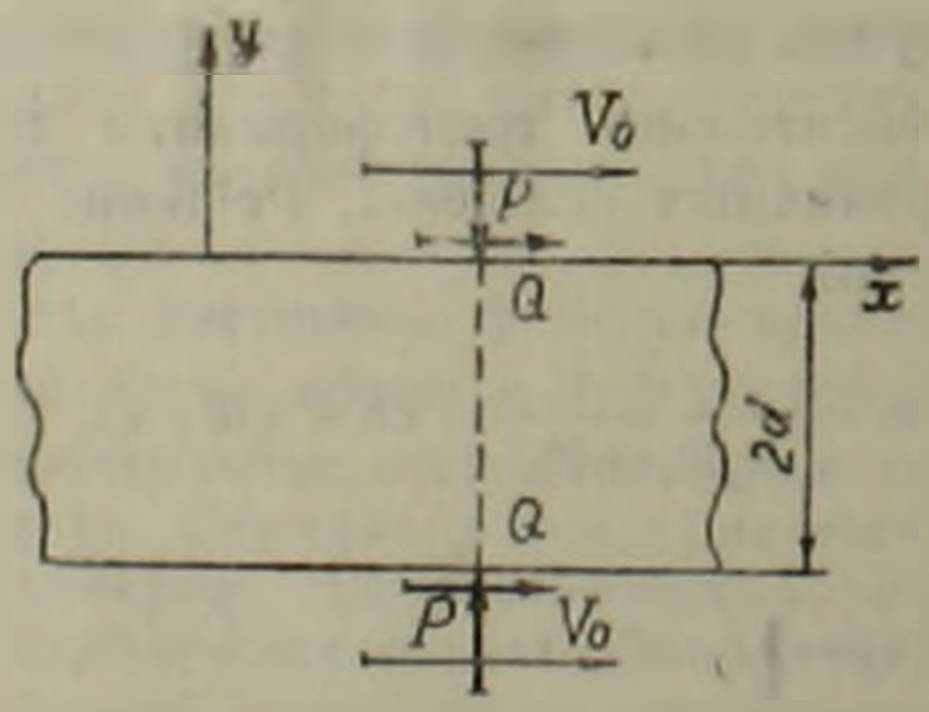


Рис. 1

В рамках теории температурных напряжений уравнения Ляме будут ([1])

$$\mu\nabla^2u+(\lambda+\mu)\frac{\partial\vartheta}{\partial x}=\rho\frac{\partial^2u}{\partial t^2}+\gamma\frac{\partial T}{\partial x} \qquad (-\infty<x<\infty,$$

$$\mu\nabla^2v+(\lambda+\mu)\frac{\partial\vartheta}{\partial y}=\rho\frac{\partial^2v}{\partial t^2}+\gamma\frac{\partial T}{\partial y} \qquad -2d<y<0,\ -\infty<t<\infty)$$

где функция $T(x,y,t)$ дается формулой (1.7).

Граничные условия поставленной задачи имеют вид:

$$\left(\lambda\theta+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}-\gamma T\right)\Big|_{y=0}=-P\cdot\delta(x-V_0t);\ \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\Big|_{y=0}=$$

$$=Q.\delta(x-V_0t);$$

$$\left(\lambda\theta+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}-\gamma T\right)\Big|_{y=-2d}=-P.\delta(x-V_0t);\quad \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\Big|_{y=-2d}=$$

$$=-Q.\delta(x-V_0t);\quad (-\infty<x<\infty),$$

где $\theta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}$ — дилатация, $\gamma=(3\lambda+2\mu)\alpha_t$, α_t — коэффициент линейного расширения для материала полосы, а λ и μ — известные коэффициенты Ляме.

Опять переходя к системе (ξ,η) по формулам (1.3) и применяя обобщенное преобразование Фурье ([5]) к поставленной краевой задаче, после некоторых выкладок находим трансформанты перемещений:

$$\overline{U}(\eta,\sigma)=\frac{i}{\mu\Delta}\left\{\frac{P}{\sigma}-\frac{\gamma S}{\lambda_0}\cdot\frac{1+k_2^2}{1-k_2^2}\cdot\frac{\operatorname{cth}\delta^*d}{\delta^*\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\right\}[2k_1k_2.\operatorname{sh}\sigma k_1d.\operatorname{ch}\sigma k_2(d+\eta)-$$

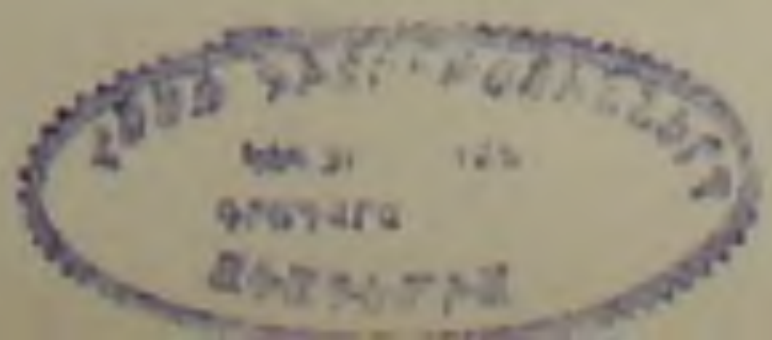
$$-(1+k_2^2).\operatorname{sh}\sigma k_2d.\operatorname{ch}\sigma k_1(d+\eta)]+\frac{k_2}{\mu\sigma\Delta}\left\{Q-\frac{\gamma S}{\lambda_0}\cdot\frac{2i}{(1-k_2^2)\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\right\}\times$$

$$\times[2.\operatorname{ch}\sigma k_1(d+\eta).\operatorname{ch}\sigma k_2d-(1+k_2^2).\operatorname{ch}\sigma k_1d.\operatorname{ch}\sigma k_2(d+\eta)]+$$

$$+\frac{i\gamma S}{\mu\lambda_0(1-k_2^2)\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\cdot\frac{\operatorname{ch}\delta^*(d+\eta)}{\delta^*.\operatorname{sh}\delta^*d}\qquad(2.1)$$

$$\overline{V}(\eta,\sigma)=\frac{k_1}{\mu\Delta}\left\{\frac{1+k_2^2}{1-k_2^2}\cdot\frac{\gamma S}{\lambda_0\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}-\frac{P}{\sigma}\right\}[2.\operatorname{sh}\sigma k_1d.\operatorname{sh}\sigma k_2(d+\eta)-$$

$$-(1+k_2^2).\operatorname{sh}\sigma k_2d.\operatorname{sh}\sigma k_1(d+\eta)]+\frac{i}{\mu\sigma\Delta}\left\{Q-\frac{\gamma S}{\lambda_0}\cdot\frac{2i}{(1-k_2^2)\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\right\}\times$$



$$\times [2k_1k_2 \cdot \operatorname{ch} \sigma k_2 d \cdot \operatorname{sh} \sigma k_1 (d+\tau_1) - (1+k_2^2) \cdot \operatorname{ch} \sigma k_1 d \cdot \operatorname{sh} \sigma k_2 (d+\tau_1)] -$$

$$- \frac{\gamma S}{\mu \lambda_0 \sigma (1-k_2^2) \left(\sigma + i\varkappa \frac{c_1^2}{V_0^2}\right)} \cdot \frac{\operatorname{sh} \delta^* (d+\tau_1)}{\operatorname{sh} \delta^* d}, \qquad (2.2)$$

где

$$\Delta = 4 k_1 k_2 \cdot \operatorname{sh} \sigma k_1 d \cdot \operatorname{ch} \sigma k_2 d - (1+k_2^2)^2 \cdot \operatorname{ch} \sigma k_1 d \cdot \operatorname{sh} \sigma k_2 d$$

$$c_1^2 = \frac{\lambda+2\mu}{\rho}; \; c_2^2 = \frac{\mu}{\rho}; \; k_l^2 = 1 - \frac{V_0^2}{C_l^2} \quad (l=1,2)$$

а $\delta^* = \sqrt{\sigma^2 + i\varkappa\sigma}$ — представляет собой значение функции $\delta^*(\alpha)$, определенной в предыдущем пункте, на вещественной оси.

Полагая в (2.1) и (2.2) $\tau_1=0$ и $\tau_1=-2d$ получим значения трансформантов перемещений граничных точек полосы

$$\overline{U}(0,\sigma) = \overline{U}(-2d,\sigma) = \frac{iP}{\mu\sigma\Delta} [2k_1k_2 . \operatorname{sh} \sigma k_1 d . \operatorname{ch} \sigma k_2 d - (1+k_2^2) . \operatorname{ch} \sigma k_1 d . \operatorname{sh} \sigma k_2 d] +$$

$$+ \frac{k_2}{\mu\sigma\Delta} \left| (1-k_2^2) Q - \frac{2i\gamma_1 S}{\left(\lambda_0(\sigma + i\varkappa \frac{c_1^2}{V_0^2})\right)} \right| \cdot \operatorname{ch} \sigma k_1 d . \operatorname{ch} \sigma k_2 d +$$

$$+ \frac{2ik_1k_2\gamma S}{\mu\lambda_0\left(\sigma + i\varkappa \frac{c_1^2}{V_0^2}\right)\Delta} \cdot \frac{\operatorname{cth} \delta^* d}{\delta^*} \cdot \operatorname{sh} \sigma k_1 d . \operatorname{ch} \sigma k_2 d , \qquad (2.3)$$

$$\overline{V}(0,\sigma) = -\overline{V}(-2d,\sigma) = \frac{iQ}{\mu\sigma\Delta} [2k_1k_2 \cdot \operatorname{sh} \sigma k_1 d \cdot \operatorname{ch} \sigma k_2 d -$$

$$- (1+k_2^2) . \operatorname{ch} \sigma k_1 d . \operatorname{sh} \sigma k_2 d] + \frac{k_1}{\mu\Delta} \left| \frac{(1+k_2^2)\gamma S}{\left(\lambda_0(\sigma + i\varkappa \frac{c_1^2}{V_0^2})\right)} \cdot \frac{\operatorname{cth} \delta^* d}{\delta^*} - \right.$$

$$\left. - (1-k_2^2) \frac{P}{\sigma} \right| \cdot \operatorname{sh} \sigma k_1 d . \operatorname{sh} \sigma k_2 d -$$

$$- \frac{(1+k_2^2)\gamma S}{\mu\lambda_0\sigma\left(\sigma + i\varkappa \frac{c_1^2}{V_0^2}\right)\Delta} \cdot \operatorname{ch} k\sigma_1 d . \operatorname{sh} \sigma k_2 d . \qquad (2.4)$$

Известным способом, как в работе ([6]), найдем асимптотику перемещений граничных точек в окрестности точки приложения внешних факторов:

$$U(\xi,0)=\frac{P}{2\mu}\cdot\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi-\frac{Q}{\pi\mu}\cdot\frac{k_2(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}[\ln|\xi|+C]+$$

$$+\frac{\gamma S}{\pi\mu\lambda_0}\cdot\frac{2k_2(1-k_2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\cdot\xi[\ln|\xi|+1-C]+0(\xi^N)\quad(\xi\to0,N\geqslant2)\quad(2.5)$$

$$V(\xi,0)=\frac{P}{\pi\mu}\cdot\frac{k_1(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}[\ln|\xi|+C]+\frac{Q}{2\mu}\cdot\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\cdot$$

$$\cdot\operatorname{sign}\xi+\frac{\gamma S}{2\mu\lambda_0}\frac{(1-k_2)(1+k_2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}|\xi|+0(\xi^N)\quad(\xi\to0,N\geqslant2)\quad(2.6)$$

Асимптотики перемещений граничных точек на бесконечности получим с помощью метода Лайтхилла ([7])

$$U(\xi,0)=\frac{P}{2\mu}\frac{2k_1^2-(1+k_2^2)}{4k_1^2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi-\frac{Q}{2\mu d}\frac{1-k_2^2}{4k_1^2-(1+k_2^2)^2}|\xi|+$$

$$+\frac{\gamma S}{\mu\lambda_0\varkappa d}\frac{1-k_1^2}{4k_1^2-(1+k_2^2)^2}\left|\frac{1+k_1^2}{\varkappa}\operatorname{sign}\xi+|\xi|\right|+0\left(\frac{1}{\xi^N}\right)$$

$$(N\geqslant2,\ \xi\to\pm\infty)\quad(2.7)$$

$$V(\xi,0)=-\frac{Q}{2\mu}\frac{2k_1^2-(1+k_2^2)}{4k_1^2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi-$$

$$-\frac{\gamma S}{2\mu\lambda_0\varkappa}\frac{(1+k_2^2)(1-k_1^2)}{4k_1^2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi+0\left(\frac{1}{\xi^N}\right).$$

Наличие в асимптотической формуле (2.7) неограниченного на бесконечности слагаемого для горизонтальных перемещений обусловлено неуравновешенностью приложенной системы тангенциальных сил. Этот факт нетрудно установить также при помощи асимптотических формул для напряжений на бесконечности. Действительно, в соответствующей статической задаче, когда на краях полосы заданы только горизонтальные, одинаково направленные сосредоточенные силы Q, бигармоническая функция имеет вид:

$$\varphi(x,y)=\frac{iQ}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\cdot\operatorname{sh}sd\cdot\operatorname{chs}(y+d)-(y+d)\cdot\operatorname{ch}sd\cdot\operatorname{sh}s(y+d)}{s[\operatorname{sh}2sd+2sd]}e^{-isx}ds.$$

Исходя из последнего, легко получить асимптотические формулы для напряжений

$$\sigma_x(x,y) = -\frac{Q}{2d}\operatorname{sign} x + 0\left(\frac{1}{x^N}\right); \quad \sigma_y(x,y) = \tau_{xy}(x,y) = 0\left(\frac{1}{x^N}\right)$$

$$(N \geqslant 2,\ x \to \pm\infty).$$

Отсюда, по известным формулам (6), для перемещений найдем

$$U(x,y) = -\frac{Q(\lambda+2\mu)}{8\mu(\lambda+\mu)d}|x| + 0\left(\frac{1}{x^N}\right);$$

$$V(x,y) = \frac{Qi(y+d)}{8\mu(\lambda+\mu)}\operatorname{sign} x + 0\left(\frac{1}{x^N}\right) \quad (N \geqslant 2,\ x \to \pm\infty)$$

Эти формулы полностью совпадают с соответствующими слагаемыми в (2.7), когда $V_0 = 0$.

3. Теперь покажем, что при помощи предельного перехода $d \to \infty$ из результатов предыдущего пункта можно получить функции влияния для упругой полуплоскости, по границе которой с постоянной скоростью движутся вышеуказанные силовые и тепловой факторы.

Устремляя в формулах (2.3) и (2.4) $d \to \infty$, найдем трансформанты перемещений граничных точек полуплоскости:

$$\overline{U}(0,\sigma) = \frac{iP}{\mu\sigma}\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2} + \frac{Q}{\mu|\sigma|}\frac{k_2(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2} -$$

$$-\frac{i\gamma S}{\mu\lambda_0\left(\sigma + i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\left[\frac{1}{|\sigma|} - \frac{k_1}{\sqrt{\sigma^2+i\sigma\varkappa}}\right]\frac{2k_2}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}$$

$$\overline{V}(0,\sigma) = -\frac{P}{\mu|\sigma|}\frac{k_1(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2} + \frac{iQ}{\mu\sigma}\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2} -$$

$$-\frac{\gamma S\cdot\operatorname{sign}\sigma}{\mu\lambda_0\left(\sigma+i\varkappa\frac{c_1^2}{V_0^2}\right)}\left|\frac{1}{|\sigma|} - \frac{k_1}{\sqrt{\sigma^2+i\sigma\varkappa}}\right|\frac{1+k_2^2}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}.$$

Асимптотики перемещений граничных точек полуплоскости вблизи действующих факторов совпадают с подобными асимптотиками для полосы, т. е. даются формулами (2.5) и (2.6), в то время как на бесконечности они имеют вид:

$$U(\xi,0) = \frac{P}{2\mu}\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi - \frac{Q}{\pi\mu}\frac{k_2(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}[\ln|\xi| + C] +$$

$$+\frac{\gamma S}{\pi\mu\lambda_0\varkappa}\frac{k_2(1-k_1^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}[\ln|\xi| + C] + 0\left(\frac{1}{\xi^N}\right) \quad (N \geqslant 2,\ \xi \to \pm\infty)$$

$$V(\xi,0) = \frac{Q}{2\mu}\frac{2k_1k_2-(1+k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\operatorname{sign}\xi + \frac{P}{\pi\mu}\frac{k_1(1-k_2^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}[\ln|\xi| + C] +$$

$$+\frac{\gamma_1 S}{2\mu\lambda_0 \varkappa}\frac{(1+k_2^2)(1-k_1^2)}{4k_1k_2-(1+k_2^2)^2}\cdot \operatorname{sign}\xi+0\left(\frac{1}{\xi^N}\right)\quad (N\geqslant 2,\ \xi\to\pm\infty).$$

В случае отсутствия теплового источника ($S=0$) получаем замкнутое решение задачи для полуплоскости, по границе которой с постоянной скоростью V_0 движутся сосредоточенные силы. Если же отсутствует и горизонтальная сила ($Q=0$), то получим известное из (⁶) решение.

Автор благодарит С. М. Мхитаряна за постановку задачи и руководство работой.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

А. В. САЛОКЯН

Առաձգական շերտի եզրերով հաստատուն արագությամբ շարժվող կենտրոնացած ուժերից և ջերմային աղբյուրներից ազդեցության ֆունկցիաների կառուցումը

Ներկա հոդվածում անվերջ առաձգական շերտի համար, երբ նրա եզրերով հաստատուն արագությամբ շարժվում են վերտիկալ և հորիզոնական կենտրոնացած ուժեր, ինչպես նաև կետային ջերմային աղբյուրներ, կառուցված են ազդեցության ֆունկցիաներ։

Ակզբում դիտարկվում է ջերմային խնդիրը, իսկ այնուհետև ջերմային լարումների տեսության շրջանակներում առաձգական խնդիրը։ Ֆուրյեի կոմպլեքս և ընդհանրացված ձևափոխությունների օգնությամբ փնտրվող ազդեցության ֆունկցիաները ներկայացնում են Ֆուրյեի ինտեգրալներով, որոնց համար ստացված են ասիմպտոտիկ բանաձևեր։ Ամհմանային դեպքում ստացվում են արդյունքներ կիսահարթության համար։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. Новацкий*, Теория упругости «Мир», М., 1975. [2] Развитие теории контактных задач в СССР. «Наука», М., 1976. [3] *Кир и Сое* Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. Е, № 1, 1971. [4] *Б. Нобл*, Метод Винера-Хопфа, Изд-во иностр. лит. М., 1962. [5] *И. М. Гельфанд, Г. Е. Шилов*, Обобщенные функции и действия над ними. Физматгиз. М., 1958. [6] *Э. Х. Григорян*, ПММ, вып. 2, т. 38 (1974). [7] *M. J. Lighthill*, An introduction to Fourier analysis and generalized functions. Cambridge Univ. Press, 1959. [8] *Н. И. Мусхелишвили*, Некоторые основные задачи математической теории упругости. „Наука" М., 1966. [9] *J. D. Cole, J. H. Huth*, *Journal of Appl. Mech.* 25 (1958).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 539.376

ТЕОРИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ

Л. А. Шекян

К контактной задаче об ударе тела по свободно-опертой упругой балке

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 4/III 1978)

В рамках статической теории удара Г. Герца рассматривается плоская контактная задача нелинейной теории пластичности при степенном законе связи между напряжениями и деформациями о центральном ударе тела по свободно-опертой упругой балке.

Сначала рассматривается соответствующая плоская статическая контактная задача в постановке Герца. Вертикальные перемещения граничных точек такого тела от нормальных давлений определяются на основе результатов Н. Х. Арутюняна ([1,2]), а вертикальные перемещения нейтральной оси свободно-опертой упругой балки—из дифференциального уравнения С. П. Тимошенко ([3]), учитывающего поперечные сдвиги и надавливания между ее волокнами. Задача математически формулируется в виде нелинейного интегрального уравнения относительно неизвестных контактных давлений. Решение этого уравнения строится на основе аппарата ортогональных многочленов Гегенбауэра и принципа сжимающих отображений. Указан интервал изменения характерных параметров, при котором решение задачи можно получить методом последовательных приближений. Получены выражения для длины участка контакта и меры опускания тела.

На основе решения этой задачи затем решается задача о центральном ударе тела по свободно-опертой упругой балке. Определены основные механические характеристики теории удара Г. Герца.

1. Пусть тело с гладкой поверхностью основания, вдавливается в свободно опертую упругую балку под действием внешних сил, равнодействующая которых P перпендикулярна к оси балки и проходит через ее середину (рис. 1). В качестве исходной физической гипотезы для этого тела принимается ([1,2,4]) степенная зависимость $\sigma_i = K \cdot \varepsilon_i^{\mu}$, где σ_i и ε_i — интенсивности напряжений и деформации, K и μ — физические константы, притом $0{,}5 < \mu \leq 1$. Тогда согласно результатам работ ([1,2]), вертикальные перемещения $v_1(x)$ граничных точек такого тела от нормальных давлений $p(x)$ выражаются формулой

$$v_1(x) = A \left| \int_{-a}^{a} \frac{1}{|x-s|^{1-\mu}} p(s)\,ds \right|^m, \qquad m = \frac{1}{\mu} \tag{1.1}$$

где a—полудлина участка контакта,

$$A = \frac{\sqrt{2\mu-1}}{(m-1)K^m} \left\{ 4 \int_0^{\pi/2} |\cos(m\theta\sqrt{2\mu-1})|^\mu \cos\theta\, d\theta \right\}^{-m} \sin\frac{\pi\sqrt{2\mu-1}}{2\mu}.$$

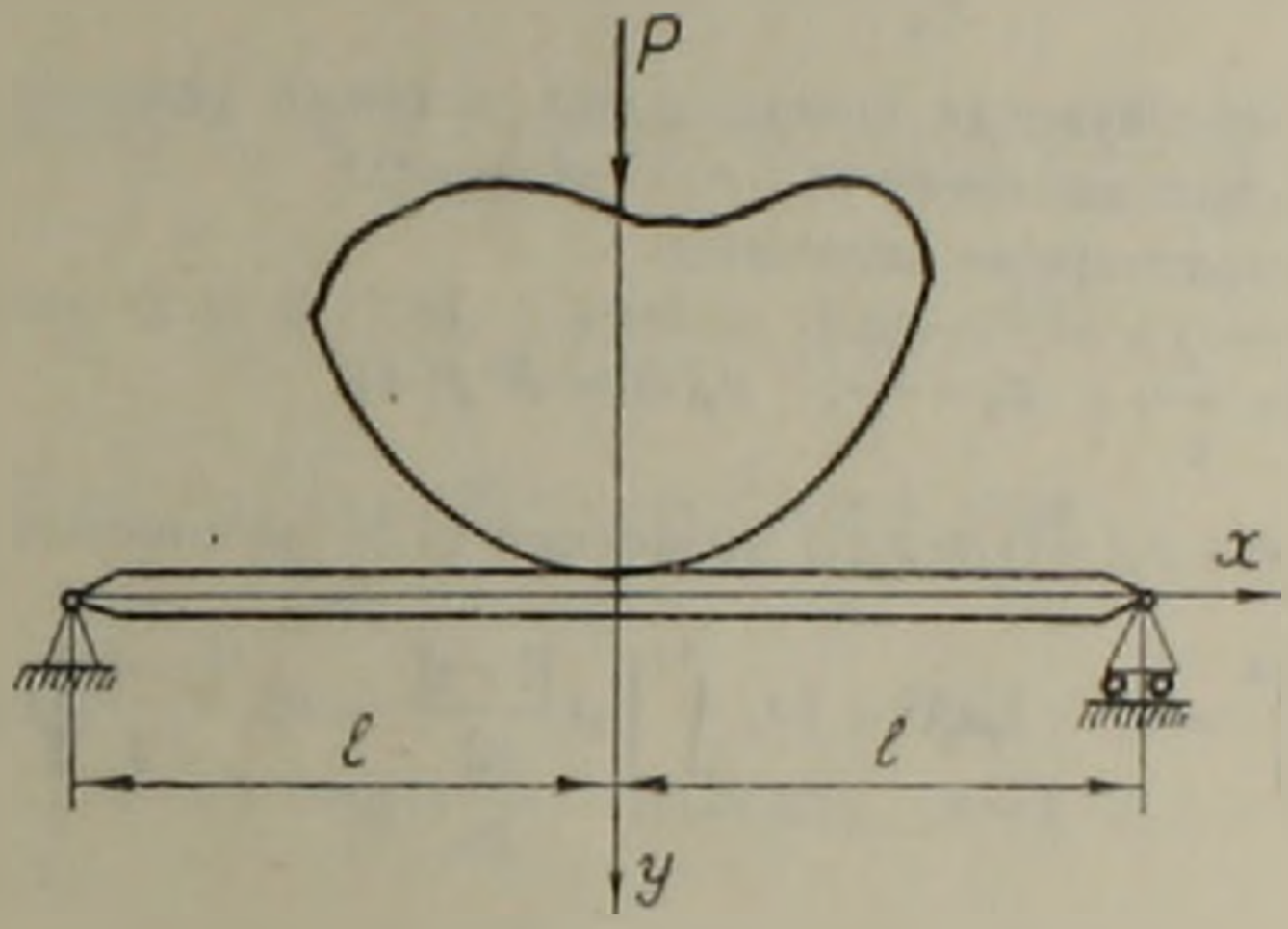


Рис 1

Вертикальные перемещения $v_2(x)$ нейтральной оси балки, определяемые из дифференциального уравнения С. П. Тимошенко ([3]) с учетом поперечных сдвигов и надавливаний между волокнами, в окончательном виде будет

$$v_2(x) = \frac{1}{EI} \int_{-a}^{a} G(x, s)\, p(s) ds, \tag{1.2}$$

где E—модуль Юнга материала балки, I—момент инерции ее поперечного сечения,

$$G(x, s) = \frac{|x-s|^3}{12} - \frac{|x-s|}{2} \alpha^2 l^2 - \frac{x^2+s^2}{4} l + \frac{1+3\alpha^2}{6} l + \frac{x^3+s^3+2l^3-6\alpha^2 l^2}{12\,l} xs.$$

α—некоторый коэффициент, l—полудлина балки.

Учитывая (1.1) и (1.2), из условия контакта будем иметь

$$A \left| \int_{-a}^{a} \frac{1}{|x-s|^{1-\mu}} p(s)\,ds \right|^m + \frac{1}{EI} \int_{-a}^{a} G(x, s) p(s) ds = \delta - f(x), \quad (|x| \leqslant a) \tag{1.3}$$

которое представляет собой нелинейное интегральное уравнение относительно $p(x)$. Здесь δ—мера жесткого перемещения тела, а $f(x)$—довольно гладкая функция, описывающая форму основания тела и аппроксимирующейся в данном случае параболой второго порядка $f(x)=cx^2$. Решение интегрального уравнения (1.3) должно удовлетворять условию равновесия

$$\int_{-a}^{a} p(x)dx = P, \tag{1.4}$$

где P—равнодействующая внешних сил, а также условию непрерывности нормальных давлений $p(-a)=p(a)=0$.

Вводя безразмерные величины

$$\xi=\frac{x}{a}, \qquad a_0=\frac{a}{l}, \quad p_0(\xi)=A^{\mu}p(x) \tag{1.5}$$

и учитывая, что $p_0(-\xi)=p_0(\xi)$ уравнение (1.3) запишем в виде

$$\left[\int_{-1}^{1}\frac{p_0(\eta)d\eta}{|\xi-\eta|^{1-\mu}}\right]^m=\delta_0-f_0a_0^2\xi^2+\theta a_0\int_{-1}^{1}\left[\varkappa^2\frac{|\xi-\eta|}{2}-a_0^2\frac{|\xi-\eta|^3}{12}\right]p_0(\eta)d\eta, \tag{1.6}$$

где

$$\delta_0=\frac{\delta}{a}-\frac{1+3\varkappa^2}{6EIa}l^3P+\frac{\theta}{2}a_0^3\int_0^1\xi^2p_0(\xi)d\xi, \tag{1.7}$$

$$f_0=cl-Pl^2(4EI)^{-1}, \quad \theta=l^3A^{\mu}(lE)^{-1}. \tag{1.8}$$

2. Теперь решение разрешающего интегрального уравнения (1.6) сведем к эквивалентной бесконечной системе нелинейных алгебраических уравнений и проведем ее исследование.

Решение интегрального уравнения (1.6) представим в виде

$$p_0(\xi)=(1-\xi^2)^{1-\omega}\sum_{n=0}^{\infty}x_nb_nC_{2n}^{\nu+1}(\xi), \qquad \omega=\frac{\mu}{2}, \qquad \nu=\frac{1-\mu}{2}, \tag{2.1}$$

где $|x_n|_{n=0}^{\infty}$—неизвестные коэффициенты, $|b_n|_{n=0}^{\infty}$—коэффициенты, которые выбераем в дальнейшем, $C_n^{\nu}(z)$—многочлены Гегенбауэра.

На основе формул (1.4), (1.5) и (2.1) получим

$$x_0b_0=\frac{P_0}{a_0}, \quad \text{где} \quad P_0=\frac{i_*}{l}P, \qquad i_*=\frac{\Gamma(1+\nu)}{\pi\Gamma(1-\omega)}A^{\mu}. \tag{2.3}$$

Далее, учитывая известные соотношения [5,6]

$$(\mu-1)\frac{d}{d\xi}\left[(1-\xi^2)^{1-\omega}C_n^{\nu+1}(\xi)\right]=(n+1)(n+2-\mu)(1-\xi^2)^{-\omega}C_{n+1}^{\nu}(\xi),$$

$$\int_{-1}^{1}\frac{(1-\eta_1^2)^{-\omega}}{|\xi-\eta_1|^{1-\mu}}C_n^{\nu}(\eta_1)d\eta_1=\frac{\pi\Gamma(n+1-\mu)}{\Gamma(1-\mu)n!\sin\pi\omega}C_n^{\nu}(\xi),$$

после некоторых преобразований получим:

$$\int_{-1}^{1} \frac{(1-\eta_i^2)^{1-\omega}}{|\xi-\eta|^{1-\omega}} C_n^{\omega+1}(\eta_i)d\eta_i = A_n \int_{-1}^{1} C_{n+1}^{\omega}(\eta_i)d\eta_i + B_n, \quad (n=0, 1, \ldots) \tag{2.3}$$

где

$$A_n = \frac{\pi\Gamma(n+3-\mu)}{\Gamma(2-\mu)n!\sin\pi\omega}, \quad B_n = \frac{\mu(-1)^n\Gamma(n+1-\mu)}{\Gamma(1-\mu)(n+2)!} A_n.$$

Принимая

$$b_n = |A_{2n}h_{2n+1}|^{-1}, \quad h_n^2 = \int_{-1}^{1} (1-\xi^2)^{-\omega}[C_n^{\omega}(\xi)]^2 d\xi \equiv \frac{\pi\Gamma(n+1-\mu)2^{\nu}}{\Gamma^2(\nu)(n+\nu)n!} \tag{2.4}$$

и подставляя (2.1) в (1.6), с учетом (2.2)—(2.4) находим:

$$P_0 = -a_0 \int_{-1}^{1} (1-\xi^2)^{-\omega}\varphi_0(\xi)\frac{d}{d\xi}U^{\nu}(\xi, X)d\xi, \tag{2.5}$$

$$x_n = -\int_{-1}^{1} (1-\xi^2)^{-\omega}\varphi_n(\xi)\frac{d}{d\xi}U^{\nu}(\xi, X)d\xi, \quad (n=1, 2, \ldots), \tag{2.6}$$

где

$$U(\xi, X) = \left|\frac{P_0}{a_0} + \sum_{n=1}^{\infty} x_n b_n B_n\right|^m + f_0 a_0(1-\xi^2) + \frac{P_0}{a_0}\Phi_0(\xi, a_0) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} x_n b_n \Phi_n(\xi, a_0),$$

$$\Phi_n(\xi, a_0) = ba_0 \int_{-1}^{1} \left[\alpha^2 \frac{|\xi-\eta_i|-1+\eta_i}{2} - a_0^2 \frac{|\xi-\eta_i|^3-(1-\eta_i)^3}{12}\right] \times$$

$$\times (1-\eta_i^2)^{1-\omega} C_{2n}^{\omega+1}(\eta_i)d\eta_i.$$

$$X = (x_1, x_2, \ldots), \quad \varphi_n(\xi) = h_{2n+1}^{-1} C_{2n+1}^{\omega}(\xi), \quad n = 0, 1, \ldots$$

Таким образом, для определения a_0 и коэффициентов $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ получена бесконечная система нелинейных алгебраических уравнений (2.5) и (2.6). Для исследования этой системы, как и в (1), введем в рассмотрение N-мерное эвклидовое вещественное метрическое пространство E_N с метрикой

$$\rho(X_N, Y_N) = \sqrt{\sum_{n=1}^{N} (x_n - y_n)}, \quad X_N = (x_1, x_2, \ldots, x_N) \quad Y_N = (y_1, y_2, \ldots, y_N).$$

Пусть $S(O, R)$—замкнутый шар в E_N с центром в точке $O=(0,0, \ldots 0)$ и радиусом R. Пусть далее, в $S(O, R)$ задан оператор $Y_N = A(X_N)$ следующими формулами:

$$y_n = -\int_{-1}^{1}(1-\xi^2)^{-\alpha}\varphi_n(\xi)\frac{d}{d\xi}|F(\xi, X_N)|^m d\xi, \quad n=1, 2, \ldots, N, \tag{2.7}$$

где

$$F(\xi, X_N)=\left|\frac{P_0}{a_0}+\sum_{n=1}^{N}x_n b_n B_n\right|^m + f_0 a_0(1-\xi^2) + \frac{P_0}{a_0}\Phi_0(\xi, a_0)+$$

$$+\sum_{n=1}^{N}x_n b_n \Phi_n(\xi, a_0) \tag{2.8}$$

Используя неравенства Бесселя и Коши-Буняковского для сумм и учитывая, что $X_N \in S(O, R)$ из (2.7)–(2.8) будем иметь:

$$\sum_{n=1}^{N} y_n^2 \leqslant r_0^2 = \frac{\mu^2}{(P_0-\beta R)^{2m-2}}\int_{-1}^{1}|2\xi|f_0 + P_0 g_0(\xi) + Rg(\xi)|^2(1-\xi^2)^{-\alpha}d\xi, \tag{2.9}$$

где

$$\beta = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} b_n^2 B_n^2}, \qquad g(\xi) = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} b_n^2 g_n^2(\xi)},$$

$$g_n(\xi) = \frac{\theta}{2}\max_{0\leqslant t\leqslant 1}\left|\int_{-1}^{1}\left|\alpha^2 - \frac{(\xi-\tau_1)^2 t^2}{2}\right|\operatorname{sign}(\xi-\tau_1)(1-\tau_1^2)^{1-\alpha}C_{2n}^{\alpha+1}(\tau_1)d\tau_1\right|,$$

$$n=0; 1; \ldots$$

При получении оценки (2.9) учитывалось, что $0<a_0\leqslant 1$, а также принималось, что $P_0>\beta R$ и для всех a_0

$$\frac{P_0}{a_0}\Phi_0(\xi, a_0) + \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} b_n^2 \Phi_n^2(\xi, a_0)} \leqslant (1-\xi^2)f_0, \quad (0\leqslant\xi<1).$$

Из (2.9) следует, что если $r_0 \leqslant R$, то оператор $Y_N = A(X_N)$ отображает замкнутый шар $S(O, R)$ в себе для любой $a_0 \leqslant 1$.

Пусть теперь $X_N^{(1)} = (x_1^{(1)}, x_2^{(1)}, \ldots x_N^{(1)}) \in S(O, R)$ и $Y_N^{(1)} = A(X_N^{(1)})$. Тогда с помощью элементарного неравенства

$$||A|^\alpha - |B|^\alpha| \leqslant |\alpha|\cdot|A-B|\cdot\max(|A|^{\alpha-1}, |B|^{\alpha-1}),$$

аналогично (2.9), получим:

$$\rho(Y_N^{(1)}, Y_N^{(2)}) \leqslant \gamma\cdot\rho(X_N^{(1)}, X_N^{(2)}),$$

где

$$\gamma = \mu(P_0-\beta R)^{1-m}\left|\int_{-1}^{1}\left\{g(\xi) + (P_0-\beta R)^{-m}|2\xi|f_0 + P_0 g_0(\xi) + Rg(\xi)\right|\times\right.$$

$$\left.\times\left|m\beta(P_0+\beta R)^{m-1} + \max_{0\leqslant t\leqslant 1}\sqrt{\sum_{n=1} b_n^2\Phi_n^2(\xi, t)}\right|\right\}^2(1-\xi^2)^{-\alpha}d\xi\Bigg|^{1/2}.$$

Отсюда следует, что если $\gamma<1$, то оператор $Y_N=A(X_N)$ для любого a_0 1 сжимающий в $S(O, R)$. Отметим, что условия $r_0\leqslant R$ и $\gamma<1$ удовлетворяются, когда $P_0>\beta R$ и когда b, определяемый второй формулой (1.8), достаточно мало. В этом случае, на основе принципа сжимаемых отображений (8), решение системы уравнений $X_N=A(X_N)$ можно построить методом последовательных приближений, принимая, например, $X_N^{(0)}=0$, $X_N^{(i+1)}=A(X_N^{(i)})$, $i=0, 1, \ldots$ Теперь при помощи теоремы А. Лебега о предельном переходе под знаком интеграла (9) можно доказать, что решение урезанной системы $X_N=A(X_N)$ при $N\to\infty$ совпадает с решением бесконечной системы (2.6). Используя эти приближения, из (2.1) можно определить $p_0(\xi)$, а из (2.5) и (1.6) при $\xi=1$ можно получить a_0 и δ_0 в зависимости от P_0 в виде:

$$\delta_0=P_0[k_0+k_1P_0+0(P_0^{2\mu})],\quad a_0=P_0^{\mu}[c_0^{-\mu}+0(P_0^{\mu\varepsilon})], \tag{2.10}$$

где

$$k_0=\frac{1+3\alpha^2}{6EI}l^3,\quad k_1=cl+c_0^m B_0^m,\quad \varkappa=\frac{1-\mu}{1+\mu},\quad \varepsilon=\frac{1}{1+\mu},$$

а c_0 определяется из уравнения

$$c_0=2\mu cl\int_{-1}^{1}[c_0^m+(1-\xi^2)cl]^{\mu-1}\xi(1-\xi^2)^{-\varepsilon}\varphi_0(\xi)d\xi.$$

3. Рассмотрим, наконец, центральный удар тела указанного типа по свободно-опертой упругой балке. По статической теории удара Г. Герца, решение этой задачи сводится к решению дифференциального уравнения (10,11)

$$M\frac{d^2\delta}{dt^2}=-P,\quad \delta|_{t=0}=0,\quad \left.\frac{d\delta}{dt}\right|_{t=0}=V. \tag{3.1}$$

Здесь M—масса соударяемого тела, δ—вертикальное перемещение центра тела, P—равнодействующая контактных давлений, V—скорость приближения тела к балке в момент соударения, t—время.

Для интегрирования дифференциального уравнения (3.1) в качестве зависимости между δ и P по теории удара Г. Герца принимается зависимость, полученная при статическом сжатии этих тел. В разбираемом случае такой зависимости можно получить при помощи формул (2.10) и (1.7). На основе последнего из (3.1), (2.10) и (1.7), способом вполне аналогичным изложенному в работах (12,13) основные механические характеристики будут выражаться формулами:

$$P_{\max}=V_*\left[1-\frac{H_0(1+\varepsilon)}{2+\varepsilon}V_*^{\varepsilon}+0(V_*^{2\varepsilon})\right],$$

$$\delta_{\max}=k_0^{\varepsilon}V_*^{\varepsilon}\left[1+\frac{H_0}{2+\varepsilon}V_*^{\varepsilon}+0(V_*^{2\varepsilon})\right],$$

$$a_{\max}=l\left(\frac{\lambda}{c_0 l}\right)^{\varepsilon} V_*^{\varepsilon}\left[1-\frac{H_0\varepsilon(1+\varepsilon)}{2+\varepsilon}V_*^{\varepsilon}+0(V_*^{2\varepsilon})\right]$$

$$\max_{|x|<a} p(x)=c_0^{\varepsilon}A^{-\varepsilon}(\lambda V_*)^{1-\varepsilon}\left[1-\frac{H_0(1-\varepsilon^2)}{2+\varepsilon}V_*^{\varepsilon}+0(V_*^{2\varepsilon})\right],$$

$$T=\sqrt{\frac{2}{\lambda k_0}}\left\{\pi+(1+\varepsilon)H_0\left[\pi-\frac{2}{2+\varepsilon}\int_0^1\frac{1-x^{2+\varepsilon}}{\sqrt{(1-x^2)^3}}dx\right]V_*^{\varepsilon}+0(V_*^{2\varepsilon})\right\},$$

где T продолжительность удара, а

$$H_0=k_0\lambda^{1+\varepsilon}(c_0 l)^{-\varepsilon},\quad V_*=VM^{1/2}(\lambda k_0)^{-1/2}.$$

Автор благодарит С. М. Мхитаряна за внимание к работе.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

Լ. Ա. ՇԵԿՅԱՆ

Ազատ հենված առաձգական հեծանին մասմնի հարվածի վերաբերյալ կոնտակտային խնդիրը

Աշխատանքում դիտարկվում է ողորկ մակերևույթով մարմնի կենտրոնական հարվածի խնդիրը ազատ հենված առաձգական հեծանին։ Մարմնի նյութի համար որպես ֆիզիկական մոդել րնդգծված է, որ դեֆորմացիաների և լարումների ինտենսիվությունների միջև գոյություն ունի աստիճանային կապ։ Սկզբում լուծված է համապատասխան հարթ ստատիկ կոնտակտային խնդիրը։ Այնուհետև, օգտվելով այդ լուծումից, հարվածի Հերցի տեսությունով լուծված է ազատ հենված առաձգական հեծանին մարմնի կենտրոնական հարվածի խնդիրը։ Որոշված են հարվածի Հերցի տեսության հիմնական մեխանիկական բնութագրիչները՝ կախված հարվածի մոմենտին մարմնի արագությունից։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *И. Х. Арутюнян*, ПММ, т. 23, вып. 5 (1959). [2] *И. Х. Арутюнян*, «Известия АН Арм. ССР», серия физ.-мат. наук, вып. 2 (1959). [3] *С. П. Тимошенко*, Сопротивление материалов, т. I, Изд. «Наука», М., 1965. [4] *Ю. Н. Работнов*, Вестник МГУ, № 10 (1948). [5] *Г. Бейтмен, А. Эрдейи*, Высшие трансцендентные функции, т. 2, Изд. «Наука», М., 1974. [6] *Г. Я. Попов*, ПММ, т. 27, вып. 5 (1963). [7] *С. М. Мхитарян, Л. А. Шекян*, «Известия АН Арм. ССР». Механика, т. 30, № 3 (1977). [8] *А. Н. Колмогоров, С. В. Фомин*, Элементы теории функций и функционального анализа, Изд. «Наука», М., 1972. [9] *И. П. Натансон*, Теория функций вещественной переменной, Изд. «Наука», М., 1974. [10] *Н. А. Кильчевский*, Теория соударений твердых тел, Изд. «Наукова думка», Киев, 1969. [11] *Р. Кристенсен*, Введение в теорию вязкоупругости, Изд. «Мир», М., 1974. [12] *Л. А. Шекян*, ДАН Арм. ССР, т. 59, № 4 (1974).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 523.855

АСТРОФИЗИКА

С. Г. Искударян

Предварительные данные статистического исследования Irr II галактик

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 15/VI 1978)

В настоящее время известно примерно три десятка галактик типа Irr II ([1,2]). Их изучение показало, что они представляют значительный интерес с точки зрения происходящих в них физических процессов. Поэтому представляется целесообразным провести поиски новых объектов этого типа. Мы решили использовать для этого карты Паломарского атласа. Нас интересовал вопрос—как выглядят галактики типа M82 (а они составляют особый класс среди галактик типа Irr II) на этих картах? Поэтому на картах были внимательно просмотрены внешние формы галактик списка ([3]). Отметим, что M82 и особенно NGC3077 на Паломарских картах несколько напоминают обыкновенные эллиптические галактики, хотя и имеют неровные края. Если удалить их на расстояние более 20 Мпс, то едва ли по их внешней форме можно будет сказать, что это галактики типа Irr II. Поэтому, вероятно, что при поисках, подобных нашим, многие отдаленные Irr II галактики могут быть пропущены только из-за того, что на картах они выглядят как обыкновенные эллиптические галактики.

При поисках принимались во внимание следующие внешние характеристики галактик типа Irr II: их красный цвет, обилие темных областей, вызванных поглощением, и неправильная форма.

Посредством систематического просмотра всех карт (было рассмотрено более 20 000 кв. градусов площади неба, за исключением зоны Млечного Пути) нами был составлен предварительный список более 1500 объектов до 17.0 фотографической величины, подозреваемых в том, что они могут оказаться галактиками типа Irr II. После двух ревизий этого списка, в нем было оставлено 533 объекта. Сюда не вошли уже известные объекты рассматриваемого типа.

Дело в том, что выделенные нами объекты могут считаться только кандидатами в галактики типа Irr II, так как только внешние характеристики галактики, особенно при малом масштабе снимков, не могут быть достаточными для отнесения ее к типу Irr II. Для этого необходимы их внутренние физические характеристики, которые выявятся

после специальных наблюдений. Поэтому, из полученного списка были выделены первоочередные кандидаты. Это галактики, которым присущи все три внешние характеристики галактик типа IrrII, т. е. они красные, богаты пылью и имеют неправильную форму. Число первоочередных кандидатов равно 18.

Вероятными кандидатами считались те объекты, которые удовлетворяли каким либо двум из трех внешних характеристик, а третья внешняя характеристика или отсутствовала или подозревалась. Вероятных кандидатов оказалось 147. В третий более обширный список менее вероятных кандидатов вошли те галактики, у которых одна из трех внешних характеристик определенно присутствует (это почти исключительно их красный цвет), а других двух (вместе или в отдельности) или нет или они подозреваются. Менее вероятных кандидатов оказалось 368.

При поисках галактик типа IrrII главной внешней характеристикой, которой мы руководствовались, был красный цвет этих объектов, так как присутствие пыли не всегда заметно. Ориентация галактики в пространстве, ее расположение по отношению к лучу зрения, часто мешают нам заметить пыль в галактиках. К примеру, если бы NGC520 была бы видна нам с лицевой стороны, то вероятно столь богатая пылью плоскость этой галактики не сразу была бы обнаружена. Среди наших объектов встречаются такие, у которых не видно пыли, но видны вытянутые тонкие рукава неправильной формы, как у NGC520.

Очень осторожен был подход к выделению таких объектов среди галактик, имеющих эллиптическую форму. Пока не было твердой уверенности в присутствии неправильных очертаний в структуре краев этих галактик, они не включались в список.

Особо внимателен был наш подход к определению красного цвета галактик. С самого же начала, в процессе поисков и выделения, было проверено, действительно ли они красного цвета? С этой целью мы старались найти на этом же поле карт хоть одну нормальную спиральную галактику позднего типа, в рукавах которой были бы видны голубые сгущения. Если это нам не удавалось, то соответствующие кандидаты отбрасывались.

Оцененный по картам красный цвет мог оказаться и следствием передержки красной карты или недодержки голубой карты при копировании. Поэтому проверка красного цвета выделенных нами галактик была проведена также путем определения чувствительности пар Паломорских карт, одни из которых содержат области, богатые кандидатами в IrrII галактики, а другие—соседние с ними области, где эти объекты отсутствуют. Причем определение чувствительности пар карт произволилось путем подсчетов звезд на обеих картах и показало, что пары, на которых были найдены красные галактики—нормальные по чувствительности. Из пяти пар карт только одна оказалась немного красной, однако она относилась к области, где не были найдены красные объекты. Это дало нам уверенность более убедительно говорить о красном цвете выделенных нами объектов. Была проведена также следующая провер-

ка. Большинство объектов нашего списка имеют NGC номера. В литературе можно было найти данные об их интегральном цвете. Мы пользовались данными работ ([4–8]). Оказалось, что в этих работах из 533 галактик данные имелись только для 160. Из этих 160 галактик только 20 (12%) имели интегральный B—V цвет или интернациональный цвет меньше $0.^m5$. Когда из этих же работ были выведены данные для известных Irr II галактик, оказалось, что из 16 галактик 5(30%) имеют интегральный B—V цвет или интернациональный цвет меньше 0^m5, т. е. среди действительных Irr II галактик сравнительно голубые объекты встречаются относительно чаще, чем среди выделенных нами на Паломарских картах кандидатов в Irr II. После всего этого можно сказать, что выделенные нами галактики, в действительности красные.

Объекты нашего списка были отождествлены по каталогам UGC ([2]) и RNGC(10). В каталоге Нильсона ([2]) мы сосчитали 18 объектов типа Irr II. Оказалось, что за исключением трех из них (NGC 3448, UGC5456, NGC7250), остальные все были найдены нами при поисках. Отмеченные три галактики на Паломарских картах имеют сравнительно голубой цвет, из-за чего и, по-видимому, были пропущены нами. Однако, эти объекты, как и все ранее известные Irr II галактики, не включены в наши списки. Часть галактик списка ([1]) также была найдена нами при поисках. Опять нами были пропущены те галактики, которые на Паломарских картах имеют сравнительно голубой цвет (NGC4433, NGC2814). Большинство выделенных нами объектов в каталоге UGC([2]) описываются как искаженные, «разрушенные» объекты. Тот факт, что почти все галактики типа Irr II из каталога Нильсона были найдены нами при поисках, говорит о том, что нами выделено подавляющее большинство галактик типа Irr II до предельной величины этого каталога. Возможны случаи, когда действительная картина структуры галактик искажена при копировании пластинок на фотобумагу или изображение передержано, но эти факторы могли почти с равной вероятностью влиять и на известные Irr II галактики, что мало замечается. Это дает нам возможность сказать, что такие случаи могут быть не частыми.

Поиски показали, что объекты типа Irr II встречаются в группах, в цепочках, в скоплениях и широких ассоциациях с другими галактиками или они сами составляют такие комплексы. Подробную дискуссию о результатах статистических исследований мы проведем в другой статье, считая важным в первую очередь говорить о первоочередных кандидатах в Irr II галактики, как о новых объектах этого типа.

В приводимую ниже таблицу первоочередных кандидатов в Irr II галактики вошли те объекты, которые удовлетворяют всем трем требованиям к галактикам типа Irr II.

В первом столбце таблицы приводятся порядковые номера галактик, во втором — номера по одному из каталогов RNGC([10]), UGC([2]), IC и МКГ ([11]). В третьем столбце даются видимые фотографические звездные величины галактик согласно каталогам ([2,10,12]). В четвер-

том столбце приводятся абсолютные фотографические звездные величины галактик, в пятом столбце приводятся угловые размеры объектов ([2]), в шестом—расстояния галактик в Мпс. Расстояния были определены для тех объектов, которые имели известные лучевые скорости ([12–14]) или определенные фотометрическим путем модули расстояния ([15]). Постоянная Хаббла H=50 *км/сек* Мпс. В седьмом и восьмом столбцах соответственно приводятся U—B и B—V интегральные цвета галактик согласно работам ([6,7]). В девятом столбце приводятся бюраканские классы галактик ([16,17]), в десятом, одиннадцатом и двенадцатом

Первоочередные кандидаты в Irr II галактики

№	RNGC IC,	m_{pg}	M_{pg}	d'	r(Мпс)	U—B	B—V	Кл	PA			x	y
1	МКГ —1—3—51	15^{m}0	—	2·2x0·4	—	—	—	—	—6°	0^h	48^m	120	198
2	660	12·8	—	10·x4·5	—	+0^{m}12	+0^{m}75	—	+12	1	36	178	226
3	835	13·0	—	1·0x0·8	—	+0·12	+0·76	—	—12	2	00	143	241
4	МКГ —1—6—54	15·0	—	1·1x0·3	—	—	—	—	—6	2	00	140	88
5	838	13·0	—	0·7x0·6	—	—0·02	+0·55	—	—12	2	00	140	240
6	2146	11·3	—20·1	5·9x4·9	19·3	—0·07	+0·61	2	+78	6	08	205	197
7	2936	14·4	—21·2	1·6x1·5	132·1	—	—	1	+ 6	9	36	248	37
8	2992	13·0	—19·8	3·8x0·7	32·4	+0·25	+0·81	2	—12	9	36	135	84
9	2993	13·5	—19·0	3·6x0·7	31·4	—0·47	+0·37	4	—12	9	36	134	82
10	UGC 6602	14·6	—21·8	2·0x0·5	185·7	—	—	—	+24	11	42	318	112
11	4038	10·8	—21·6	6·x6·	29·2	—0·23	+0·58	4	—18	12	00	243	171
	4039					—0·15	+0·67	4	—18	12	00	243	170
12	4293	11·6	—19·3	5·8x3·3	15·4	—	—	2	+18	12	24	299	236
13	4438	11·2	—17·7	9·7x3·9	6·0	+0·40	+0·92	3	+12	12	24	214	268
14	3908	14·5	—	1·5x0·3	—	—	—	—	— 6	12	48	152	134
15	5134	12·5	—	1·9x1·0	—	+0·10	+0·74	—	—18	13	12	105	45
16	5506	13·5	—19·7	2·4x0·7	42·8	—	—	—	0	14	00	95	41
17	7396	14·1	—	1·8x1·0	—	—	—	—	0	22	48	212	190
18	7727	11·6	—21·4	2·7x2·7	38·9	+0·20	+0·78	4	—12	23	36	218	116

столбцах приводятся соответственно координаты пар карт, на которых находятся эти объекты, а также *x* и *y* координаты объектов на соответствующих картах в миллиметрах.

Из таблицы видно, что приблизительно половина объектов очень вытянута, подобно M82, почти 1/4 часть объектов сфероидальна, как NGC3077, остальные объекты имеют различную вытянутость.

Почти все объекты, которые входят в каталог Нильсона ([2]), описываются как «разрушенные», искаженные объекты.

Все объекты таблицы, почти без исключения, входят в группы, цепочки или широкие ассоциации галактик. Их подавляющее большинство, вместе с тем, показывает признаки двойственности в своем изображении или составляет тесную пару или же имеет несколько более далекую компоненту, причем признаки двойственности отсутствуют у объектов, входящих в широкие ассоциации галактик (а не в цепочки или группы).

Примечания к таблице

1. МКГ—1-3-51, слабый объект, похожий по внешней форме на NGC520. Полоса темной материи в экваториальной плоскости хорошо видна на крупномасштабном снимке Арповского атласа ([18]), куда этот объект входит под номером 121. Он является западной и яркой компонентой взаимодействующей пары и очень вытянут с севера на юг.

2. NGC660, самый яркий член в цепочке. Классифицирована как SB[a] ([2]). Перемычка на своих концах как будто имеет сгущения. Сгущение на северо-восточном конце состоит из кусков. Юго-западное же образование, кажется, представляет собой комплекс сгущений, из которых начинается рукав, тянущийся к югу.

С западной стороны, близко к линии, являющейся продолжением темной полосы, находится очень голубой объект (согласно нашим глазомерным оценкам по Паломарским картам, $C \sim -0^m.6$).

3,5. NGC835 и 838 вместе с NGC833 и 839, которые вошли в списки вероятных кандидатов в IrrII галактики, составляют дугообразную цепочку. На продолжении дуги к юго-востоку, на расстоянии около двух длин дуги, находится NGC848. Эта группа как будто является ядром более обширной ассоциации галактик, находящейся на поле данной карты. Изображение членов этой группы на Паломарских картах и расположение их в дуге позволяют предположить, что она может быть последующей стадией компактной группировки компактных галактик. В атлас Арпа она входит под номером 318. Интересно то, что каждый член группы сильно отличается по своей морфологии от других.

4. МКГ—1-6-54, слабый объект, виден с ребра, напоминает галактику с перемычкой или объект типа Apo, только цвет очень красный. Он вытянут по направлению WE, входит в широкую ассоциацию таких же слабых галактик.

6. NGC2146 входит в первоначальный список Маркаряна ([19]). Согласно очень красному цвету центрального тела и спектру (FO) (эмиссия в линиях H_α, [NII], [SII], [OII] эту галактику можно отнести к типу M82. Нельзя было ожидать идентичного повторения всех свойств M82, так как здесь все же имеется галактика типа Sa_p ([12]).

На снимке, полученном в прямом фокусе 2.6 м телескопа Бюраканской обсерватории, очень хорошо видно центральное сгущение неправильной формы, что позволяет отнести эту галактику скорее всего к бюраканскому классу 2, чем к классу 3([17]).

7. NGC2936 является объектом типа NGC520 и северным ярким членом тесной пары. Интересен факт двойственности объекта. Входит в атласы Арпа и Взаимодействующих галактик ([20]) соответственно под номерами 142 и 316.

На снимке, полученном на 21-ом телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории никакого центрального сгущения не обнаружено, поэтому галактика отнесена к бюраканскому классу I.

8,9. NGC2992—2993, обе компоненты пары, по-видимому, представляют собой объекты типа IrrII несмотря на то, что их U—B и B—V

интегральные цвета по своим значениям совершенно разные ([7]). Судя по этим значениям NGC2993 должна быть галактикой с ультрафиолетовым континуумом. Но вместе с тем, эта галактика на красной карте Паломарского атласа определенно ярче по своему изображению, чем на голубой карте. Она, по-видимому, совмещает характеристики галактик, принадлежащих разным по своей физической природе группам. Пара входит в атлас Арпа под номером 245.

На снимке, полученном на 21-ом Шмидте NGC2992 имеет в своем центре слабое некомпактное сгущение, а NG2993 имеет звездоподобное ядро, поэтому первая из них отнесена к бюраканскому классу 2, а вторая—к классу 4.

10. UGC6602, галактика типа NGC520, самый яркий член в тесной группе слабых галактик, которая входит в атласы Арпа и Взаимодействующих галактик соответственно под номерами 320 и 282.

11. NGC4038—39, хорошо известная и подробно изученная пара. Причисление этой пары к категории IrrII не должно казаться удивительным, потому что она на картах имеет красный цвет, неправильную форму и богата пылью. Поэтому она вошла в список именно первоочередных кандидатов. Бэрбиджи в работе ([21]) считают эту пару внегалактическим пекулярным объектом, несколько напоминающим M82 и подчеркивают богатство пары пылевыми областями, считая это ее видной характерной чертой. Пара является объектом Арп244 и VV245. Обе компоненты принадлежат бюраканскому классу 4([22]).

12. NGC4293, одиночный объект на краю широкой ассоциации ярких галактик. Классифицирована как Sa галактика ([5]).

13. NGC4438, галактика типа NGC520, по яркости III член ([23]) в известной цепочке в Деве. Это объект Арп120 и VV188.

14. IC3908 очень напоминает NGC4293, как и последняя—одиночна и, по-видимому, является слабым членом широкой ассоциации.

15. NGC5134, по-видимому, является галактикой с перемычкой со сгущениями на ее концах. Центральная часть галактики и эти сгущения в отдельности напоминают объекты типа M82. На расстоянии 12′ в западном направлении находится интересная галактика, один из рукавов которой представляет собой цепочку из восьми ассоциаций.

16. NGC5506. Обращенная к наблюдателю половина галактики как будто скрыта темной материей. Галактика имеет далекую компоненту к северо-востоку на расстоянии 3′.3.

17. NGC7936, по-видимому, относится к промежуточному типу между M82 и NGC3077. Подозревается случай деления объекта. Является самым ярким членом группы и находится на ее периферии в юго-западной части.

18. NGC7727, яркая галактика, входит в атласы Арпа и Взаимодействующих галактик, соответственно под номерами 222 и 67. Классифицирована как Sa галактика и имеет спектральный тип G8 ([5]). Она отнесена к бюраканскому классу 4 ([17]), однако на снимке, полученном нами на 21-ом телескопе Шмидта, никакого центрального звездоподоб-

ного сгущения у нее не обнаружено, тем более, что оно должно было быть 14.0 величины по яркости, согласно каталогу ([17]). Возможно, что ядро этой галактики потерпело изменение по яркости.

Выражаю свою благодарность научному сотруднику Бюраканской обсерватории А. Л. Гюлбудагяну, за получение снимков некоторых галактик.

Глубоко благодарю также академика В. А. Амбарцумяна за внимание, оказанное им к настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Ս. Գ. ԽՍԿՈՒԴԱՐՅԱՆ

Irr II տիպի գալակտիկաների վիճակագրական ուսումնասիրության նախնական տվյալներ

Irr II տիպի նոր գալակտիկաներ հայտնաբերելու նպատակով կատարվել են որոնումներ Պալոմարի ատլասի քարտեզների վրա, ընդ որում որոնումների համար ուղեցույց են հանդիսացել այդ գալակտիկաների հետևյալ երեք արտաքին հայտանիշները՝ նրանց կարմիր գույնը, մութ տիրույթների առատությունը նրանցում, որ պայմանավորված է կլանումով և այդ գալակտիկաների անկանոն ձևը։ Ընտրված են 533 օբյեկտներ, որոնք կասկածվում են այդ տիպին պատկանելու մեջ։ Նրանցից 18-ը առաջնահերթ թեկնածուներ են, որոնք ունեն Irr II տիպի գալակտիկաների արտաքին բոլոր հայտանիշները։ Առաջնահերթ թեկնածուները, գրեթե առանց բացառության, բացի այն, որ մտնում են գալակտիկաների խմբերի, շղթաների և լայն սփյուռքների կազմի մեջ, միաժամանակ ցույց են տալիս կրկնակիություն իրենց պատկերում կամ մտնում են նեղ զույգի կազմի մեջ կամ էլ ունեն ոչ շատ հեռավոր կոմպոնենտ, ընդ որում կրկնակիությունը բացակայում է այն օբյեկտների մոտ, որոնք մրտնում են գալակտիկաների լայն սփյուռքների մեջ և ոչ թե խմբերի կամ շղթաների մեջ։

Որոնումները ցույց տվեցին, որ Irr II տիպի օբյեկտները գրեթե բացառաբար հանդիպում են խմբերում, շղթաներում և գալակտիկաների լայն սփյուռքներում կամ նրանք իրենք են կազմում նման կոմպլեքսներ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *O. K. Krienke Jr., P. W. Hodge.* A. J., 79. 1242 (1974). [2] *P. Nilson.* Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala. (1973.) [3] *Б. Е. Маркарян.* Сообщ БАО, т. 34, 19 (1963). [4] *E. Holmberg.* Medd. Lund. Obs., Ser. 11, 136 (1958). [5] *E. Pettit.* Ap. J., 120, 413 (1954). [6] *G. de Vaucouleurs.* Ap J., 5, Suppl. Ser. № 48 (1961). [7] *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs.* Mem. Roy. Astron. Soc., 77, 1 (1972). [8] *W. G. Tifft.* A. J. 66, 390 (1961). [9] *W. G. Tifft.* A. J., 74, 354 (1969). [10] *J. W. Sulentic, W. G. Tifft.* The Revised New General Catalogue of Nonstellar Astronomical Objects, Tucson, Arizona, (1973.) [11] *Б. А. Воронцов-Вельяминов, А.А. Красногорская, В. П. Архипова.* Морфологический Каталог Галактик. т. I—IV, М., 1962—1969.

[13] *M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage*, A. J., 61, 97 (1956). [14] *A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs*, A. J., 72, 730 (1967). [15] *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr.*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, London, (1976.) [16] *E. Holmberg*, Arkiv för Astronomi, band 3, 387 (1965). [17] *S. G. Iskudarian et al.*, Comm. IAU, Praha, 1967. [18] *Бюраканский сводный каталог галактик*, Сообщ. БАО, 47, 13 (1975). [19] *H. Arp*, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, 1966. [20] *Б. Е. Маркарян*, Сообщ. БАО, 34, 1 (1963). [21] *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Атлас и Каталог Взаимодействующих Галактик, ГАИШ, 1959. [22] *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge*, Ap. J., 145, 661 (1966). [23] *С. Г. Искударян*, Астрофизика, 4, 385 (1968). [24] *B. E. Markarian*, A. J., v. 66, 555 (1961).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 666.11.01 : 537.311/312

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

С. Б. Гукасян, член-корреспондент АН Армянской ССР К. А. Костанян

Об электропроводности стекол системы $Na_2O-Al_2O_3-(SiO_2, GeO_2, B_2O_3)$

(Представлено 23/V 1978)

Исследованию электропроводности стекол систем $Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$, $Na_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ и $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$ посвящен ряд работ [1-7]. Сравнительно хорошо изучена система $Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$.

На рис. 1 показана типичная кривая зависимости lgρ в этой системе от соотношения Al_2O_3/Na_2O. Как видно из рисунка эта зависимость характеризуется небольшим изменением сопротивления при добавке первых порций окиси алюминия с образованием максимума на изотерме lgρ. С увеличением содержания окиси алюминия сопротивление понижается, и в области соотношения Al_2O_3/Na_2O равного 1 на изотерме появляется резко выраженный минимум, дальнейшее же повышение содержания Al_2O_3 приводит к возрастанию удельного электрического сопротивления [1]. Аналогичный ход изотерм наблюдается и для стекол системы $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$ [8,9].

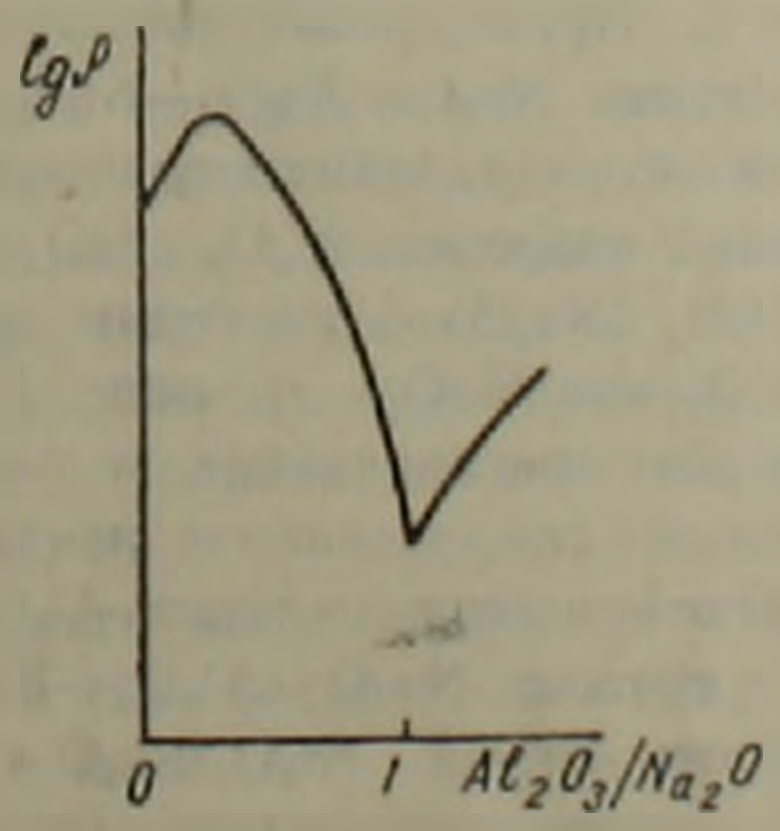


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления (lgρ) от соотношения Al_2O_3/Na_2O

Внимательное рассмотрение имеющегося в литературе [1–3] экспериментального материала по зависимости электропроводности указанных стекол от состава показывает, что полученные данные не полностью охватывают область стеклообразования этих систем, а некоторые серии стекол выбраны, по видимому, случайно. Для правильной оценки влияния окиси алюминия на удельное электросопротивление бинарных систем щелочной окисел—стеклообразующий окисел, необходимо исходить из данных для всей области стеклообразования систем $Na_2O-Al_2O_3$—стеклообразующий окисел, что, как будет показано в дальнейшем, позволит по-новому осветить этот вопрос.

В настоящей работе приведены результаты исследования зависимости удельного электросопротивления от состава практически для всей области стеклообразования систем $Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$, $Na_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ и $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$.

Синтез стекол был осуществлен в платиновом тигле емкостью 200 *мл* в электрической печи с силитовыми нагревателями. Силикатные стекла были сварены при температурах 1400—1600°С, германатные—1000—1400°С, а боратные—1200—1300°С. Исходными реактивами служили: кварцевый песок молотый, чистоты 99,9 %, двуокись германия и борный ангидрит „ОСЧ", окись алюминия и натрий углекислый марки „ЧДА". Охлаждение расплава стекла проводили методом закалки от высоких температур. Полученные образцы толщиной до 5 *мм* при визуальной оценке были прозрачными, без свилей и кристаллических включений. Закаленные образцы подвергали отжигу в зависимости от состава в интервале температур 380—500°С.

Измерения удельного сопротивления выполняли с применением серебряных электродов на постоянном токе при $\lg\rho < 6$ тераомметром Е6—13 и на переменном токе (100 *гц*) при $\lg\rho < 6$ мостом Е7—4. Результаты измерений образцов разных варок отличались от средних значений не более, чем на $\pm 0{,}05$ $\lg\rho$.

На рис. 2 показаны линии равных значений $\lg\rho$ стекол исследованных систем при 300°С. Приведенные данные показывают, что изотермы равных $\lg\rho$ в системах $Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$ и $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$ имеют аналогичный ход—с увеличением содержания окиси алюминия они почти параллельны стороне $Al_2O_3-SiO_2$ и $Al_2O_3-GeO_2$, затем вблизи соотношения Al_2O_3 ($Na_2O=1$ изотермы меняют ход в сторону стеклообразователя (SiO_2 или GeO_2) и при $Al_2O_3/Na_2O=1$ образуют резко выраженный пик, а при значениях этого соотношения больше 1, удельное электрическое сопротивление начинает изменяться примерно симметрично, по отношению к линии $Al_2O_3/Na_2O=1$. В противоположность этому, в системе $Na_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ на изотермах равных линий $\lg\rho$ при соотношении $Al_2O_3/Na_2O=1$, указанный пик не наблюдается, изотермы почти параллельны стороне $Al_2O_3-B_2O_3$.

Из рис. 2 (*а*) и (*б*) видно, что в системах $Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$ и $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$ существует высокопроводящая структура, соста-

вы которой лежат на линии $Al_2O_3/Na_2O = 1$. Образование ее, по-видимому, связано с тем, что при соотношении $Al_2O_3/Na_2O = 1$ завершается замещение кремния алюминием в структуре этих стекол, иными словами, исчезает натрий, связанный с кремнекислородными тетраэдрами, и равновесие

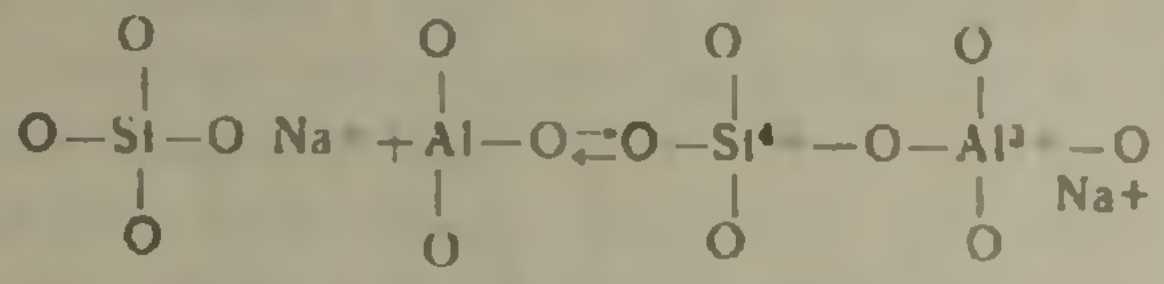


Рис. 2. Составы равных значений удельного сопротивления (lgρ), при T = 300°C, для стекол системы (моль. %)
а—$Na_2O-Al_2O_3-SiO_2$; *б*—$Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$; *в*—$Na_2O-Al_2O_3-B_2O_3$

полностью смещается в правую сторону. Здесь необходимо иметь в виду, что в силу разностей валентных зарядов кремния и алюминия, последний заменяет кремний в паре с натрием $Si^{4+} = Al^{3+}Na^+$, В этом случае натрий находится в непосредственной близости с алюмокислородным тетраэдром, и так как ион алюминия из-за своего сравнительно большого ионного радиуса ($R = 0{,}57A^\circ$) не полностью экранируется ионами кислорода, ион натрия испытывает также и отталкивающую силу положительного иона алюминия. Таким образом, наличие AlO_4 тетраэдров создает „разрыхленные" узлы, способствующие сильному снижению энергии диссоциации иона натрия, чем объясняется наличие высокопроводящей структуры в указанных системах при соотношении $Al_2O_3/Na_2O = 1$.

Введение первых порций окиси алюминия оказывает различное влияние на изменение удельного сопротивления: при малых концентрациях щелочного иона в силикатных стеклах приводит к повышению lgρ, а в германатных—к снижению; при высоких концентрациях щелочного окисла в силикатных и германатных стеклах максимум на изотермах удельного сопротивления либо отсутствует, либо очень слабо выражен (рис. 3).

Исходя из аналогичности изотерм в силикатных и германатных стеклах рис. 2 (*а*) и (*б*) следует полагать, что изоморфное замещение пары $Al^{3+}Na^+$ и иона Ge^{4+} имеет место и в стеклах систем $Na_2O-Al_2O_3-GeO_2$. Такое предположение согласуется с имеющимися

данными об образовании аналогичных алюмосиликатных и алюмогерманатных соединений, например: аналог альбита — $NaAlSi_3O_8$ — германатный альбит — $NaAlGe_3O_8$; анортита — $NaAl_2Si_2O_8$ — германатный анортит — $NaAl_2Ge_2O_8$; муллита $Al_6Si_2O_{13}$ — германатный муллит — $Al_6Ge_2O_{13}$ и т. д. ([10]), в которых происходит изоморфное замещение ионов германия ионами алюминия.

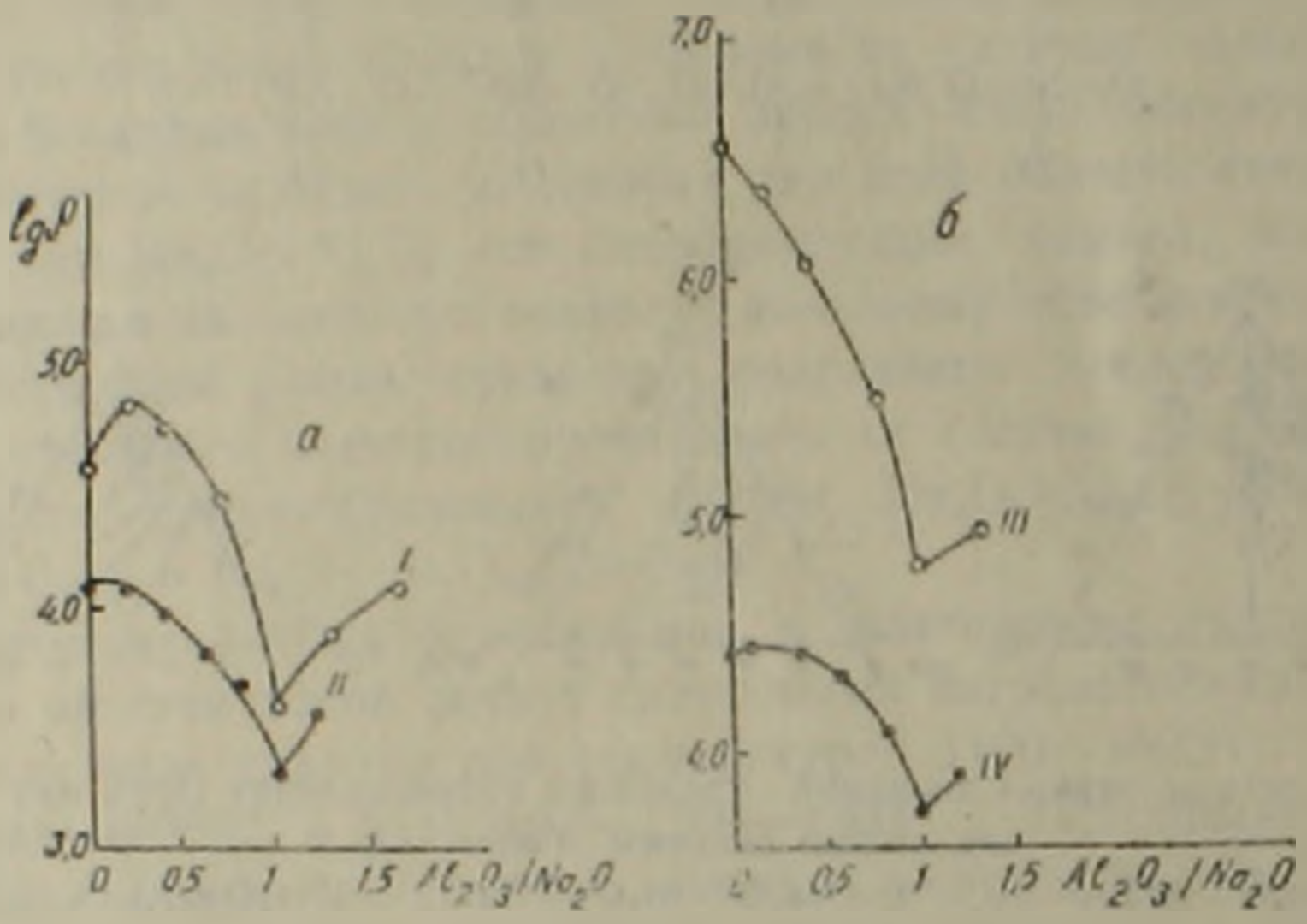


Рис. 3. Изотермы (300°С) удельного сопротивления (lgρ) для стекол (моль. %)
а) I—13 $Na_2OxAl_2O_3$ (100—13—X)SiO_2;
II—25 $Na_2OxAl_2O_3$ (100—25—X)SiO_2
б) III—13 $Na_2OxAl_2O_3$ (100—13—X)GeO_2;
IV—25 $Na_2OxAl_2O_3$ (100—25—X)GeO_2.

Отсутствие резкого изменения хода изотерм в системе Na_2O—Al_2O_3—B_2O_3 в области соотношения $Al_2O_3/(Na_2O=1$ говорит об отсутствии изоморфного замещения между ионами бора и алюминия в этих стеклах рис. 2,*в*.

Сравнение полученных изотерм lgρ для стекол систем Na_2O—Al_2O_3—SiO_2 с диаграммой состояния этой системы ([11]) показывает, что пик минимального электросопротивления, соответствующий соотношению $Al_2O_3/Na_2O=1$, приблизительно проходит по пограничной кривой кремнезем-муллит, альбит-муллит, альбит-корунд, нефелин-корунд ([11]), поэтому возможно, что высокопроводящая структура обусловлена эвтектической структурой отмеченных пограничных кривых.

Исходя из этого, в системе Na_2O—Al_2O_3—GeO_2 мы должны ожидать аналогичный с силикатной системой ход пограничных кривых по линии, соответствующей отношению $Al_2O_3/Na_2O=1$,

Ա. Բ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Հայկական ՍՍՀ ԳԱ թղթակից-անդամ Կ. Ա. ԿԻՍՏԱՆՅԱՆ

$Na_2O—Al_2O_3—(SiO_2, GeO_2, B_2O_3)$ համակարգերի ապակինների էլեկտրահաղորդականությունը

Աշխատանքում բերված է $Na_2O—Al_2O_3—(SiO_2, GeO_2, B_2O_3)$ համակարգերում ապակի վիճակների տեսակարար էլեկտրական դիմադրությունների ուսումնասիրության արդյունքները։

Ցույց է տրված սիլիկատային, գերմանատային ու բորատային ապակիների տեսակարար դիմադրությունների իզոթերմների նմանությունն ու տարբերությունը։

Ստացված տվյալների հիման վրա, ենթադրված է, որ $Na_2O—Al_2O_3—SiO_2$ եռակի դիագրամայում բարձր հաղորդականության բաղադրություններ, որոնք համապատասխանում են $Al_2O_3/Na_2O=1$ հարաբերությանը, պայմանավորված է կալահոդ-մուլիտ, ալբիտ-մուլիտ, ալբիտ-կորունդ և նեֆելին-կորունդ սահմանային կորով։ Նման սահմանային կորի ընթացք ենթադրված է նաև $Na_2O—Al_2O_3—GeO_2$ սիստեմի համար։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *I. Isard*, J. Soc Glass. Techn. 211, 113 (1959). [2] *Р. Л. Миллер, А. А. Пронкин*, ЖНХ, 16, 6, 1192 (1963). [3] *В. А. Цехотский, О. В. Мазурин и К. К. Евстропьев*, ФТТ, т. 5, в. 2, стр. 586—589 (1963). [4] *В. А. Иоффе, Г. И. Хвостенко*, ФТТ, 3, 509 (1960). [5] *Ю. П. Кондратьев, Л. А. Смирнов*, Сб. Стеклообразное состояние, изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1970. [6] *Б. Г. Варшал*, «Неорганические материалы», № 5, 934, 1972. [7] *К. Л. Костанян и С. Ш. Киракосян*, Арм. хим. ж. т. XXVII, № 7, (1974). [8] *С. Б. Гукасян*, Тезисы докладов к IV Всесоюзному симпозиуму по электрическим свойствам и строению стекол, Ереван, стр. 56—57, 1977. [9] *Е. К. Мазурина, О. В. Мазурин, А. К. Яхкинд*, Тезисы докладов к IV Всесоюзному симпозиуму по электрическим свойствам и строению стекол, Ереван, стр. 120—122, 1977. [10] *Н. В. Тананаев, М. М. Шпирт*, Химия германия, Изд. «Химия», М., стр. 125—156, 1967. [11] *Н. А. Торопов, В. П. Барзаковский, В. В. Лапин, Н. Н. Курцева и А. Н. Бойкова*, Диаграммы состояния силикатных систем, справочник Т. 3, изд. «Наука», стр. 151, Л., 1972.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXVII 1978 2

УДК 551.24

ТЕКТОНИКА

С. И. Назаретян

Оценка сейсмичности сейсмоактивных глубинных разломов на территориях Армянской ССР и Нахичеванской АССР и попытка выделения восьмибалльной сейсмической зоны

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР А. А. Габриеляном 1/VI 1978)

Уточненная и расширенная схема глубинных разломов по комплексу геофизических методов ([1,2]), а также новый каталог сильных землетрясений ([3]) позволяют более широко изучить сейсмичность глубинных разломов (ГР). При сопоставлении схемы разломов с картой эпицентров (рис. 1) отмечаются следующие основные закономерности.

1. Подтверждается известное мнение о том, что основная часть сильных землетрясений приурочена к зонам ГР. Эта связь наиболее отчетлива для эпицентров 6—9 баллов.

2. Не все ГР характеризуются одинаковой сейсмичностью; относительно высокосейсмичны выделенные на рис. 1 ГР и их отдельные фрагменты.

3. Наиболее сейсмоактивны участки, приуроченные к районам пересечения разломов разных простираний. Такие сейсмотектонические узлы были выделены А. А. Габриеляном и С. А. Пирузяном на основе геологических и сейсмологических данных ([4]). Геофизическими данными не только подтверждается наличие этих узлов, но и выявляются некоторые новые сейсмотектонические узлы (у г.г. Севан, Степанаван, Дигор и др.).

4. Заметно, что юго-западные фрагменты ГР антикавказского простирания более сейсмоактивны, чем северо-восточные, а центральные фрагменты общекавказских ГР менее сейсмичны, чем юго-восточные и северо-западные фрагменты. Исключение составляет Ереванский ГР, который на всем протяжении относительно высокоактивен.

Этим наверно еще раз подтверждается мнение о том, что он является границей эв- и миогеосинклиналей ([1]). Указанные закономерности позволяют на территории республики выделить сейсмогенные зоны — наивероятные районы возникновения сильных землетрясений. Приуроченность основной части эпицентров к зонам ГР и тектоническим узлам дает нам основание включить в сейсмогенные зоны сейсмоактивные фрагменты ГР и сейсмотектонические узлы. Из рис. 1 заметно, что сейс-

могенные зоны в основном расположены на западе, северо-западе и юго-востоке территории Армении, где, как отмечают исследователи, земная кора характеризуется исключительно контрастными новейшими и современными тектоническими движениями ([5]).

Попытаемся количественно оценить степень сейсмогенности выделенных зон. Наилучший способ оценки сейсмогенности геоструктур, это способ изолиний одинаковой балльности. Для проведения изолинии нужно необходимое количество точных эпицентров за довольно большой

Рис. 1. Схема сейсмогенных зон на территориях Армянской ССР и Нахичеванской АССР. Макросейсмические эпицентры землетрясений с балльностью (*): *1*—5; *2*—5—6; *3*—6; *4*—6—7; *5*—7; *6*—7—8; *7*—8; *8*—8—9; *9*—глубинные разломы по комплексу геофизических методов ([1,2]); *10*—региональные разломы по магнитометрическим данным; сейсмогенные зоны: *11*—сейсмоактивные ГР, *12*—сейсмотектонические узлы; *13*—границы сейсмогенных зон, внутри которых возможны землетрясения указанного максимального балла, *14*—область ожидаемого максимального распространения восьмибалльных сотрясений от сейсмогенных зон (восьмибалльная сейсмическая зона), *15*—северо-восточная граница восьмибалльной зоны

промежуток времени. Количество эпицентров территории Армении относительно велико, но далеко не достаточно для этих целей. Поэтому при проведении изолиний максимальной интенсивности исходили еще из следующих теоретических предпосылок: а) если фрагмент ГР характеризуется одинаковой гравимагнитной характеристикой, а эпицентры максимальной силы (для данного фрагмента) известны только в отдельных его частях (кроме тектонических узлов), то весь фрагмент является сейсмогенным данной интенсивности; б) каталог эпицентров охватывает промежуток времени 735—1975 г.г. ([3]) и если учесть, что период проявления землетрясений 8 баллов в отдельных регионах территории составляет 100—700 лет ([6]), то можно предполагать, что в данном фрагменте ГР произошло и зарегистрировано минимум одно землетрясение максимальной силы. Помимо указанных предположений использованы также пространственные закономерности сейсмоактивности ГР.

Из схемы видно, что основная часть сейсмогенных зон характеризуется восьмибалльной максимальной активностью. В некоторых наиболее активных сейсмотектонических узлах (Ленинаканский, Зангезурский, Дигорский, Двинский) возможна генерация сильных толчков с интенсивностью до 8—9 баллов.

Выделением сейсмогенных зон с интенсивностью восемь баллов становится возможно определить область ожидаемого восьмибалльного разрушения (зона восьмибалльной сейсмичности).

Для этого необходимо расширить площадь сейсмогенных зон радиусом равным максимальному радиусу восьмибалльных изосейст разрушительных землетрясений территории Армении (Ленинаканского, 1926; Зангезурского, 1931 г. и др.), т. е. определить те районы, где ожидается распространение сотрясений восьми баллов из ближних сейсмогенных зон. Такой подход к определению восьмибалльной сейсмической зоны обоснован тем, что глубина очагов сильных землетрясений территории республики не превышает 20—25 *км* ([3]) и, естественно, исключается возможность существования относительно большого радиуса восьмибалльного разрушения. Максимальный радиус восьмибалльных изосейст землетрясений составляет 25—30 *км* и при расширении сейсмогенных зон этой величиной на юго-востоке и северо-западе территории Армянской ССР происходит слияние восьмибалльных зон и все западная, северо-западная и юго-восточная части территории республики попадают в сейсмическую зону VIII баллов (рис. 1). Возникает необходимость определения лишь ее северо-восточной границы. При проведении этой границы учтена также экранирующая способность зон дробления ГР, где происходит отражение и поглощение сейсмических волн. Поэтому граница проведена в основном непосредственно северо-восточнее зон общекавказских ГР. Если учесть, что в некоторых местах выделенной зоны зарегистрированы землетрясения с интенсивностью 8—9 баллов, то ее название можно сформулировать более точно: зона 8, реже 8—9 баллов.

При сравнении указанной зоны с сейсмической зоной 7—8, реже 9 баллов, выделенной А. А. Габриеляном и др. на основе геолого-тектонических, сейсмотектонических и геофизических данных ([5]), заметно, что они в основном совпадают. Это говорит о том, что указанный подход к выделению восьмибалльной сейсмической зоны представляет определенный интерес.

Институт геофизики и инженерной
сейсмологии АН Армянской ССР

Ս. Ն. ՆԱԶԱՐԵԹՅԱՆ

Հայկական ՍՍՀ և Նախիջևանի ԻՍՍՀ տարածքների սեյսմոակտիվ խորքային բեկվածքների սեյսմիկականության գնահատում և ապրիորի սեյսմիկ գոտու անջատման փորձ

Երկրաշարժերի էպիկենտրոնների նոր քարտեզի և խորքային բեկվածքների ճշտված և ընդլայնված սխեմայի համադրումից նկատվում են որոշակի օրինաչափություններ, որոնք թույլ են տալիս անջատելու Հայկական ՍՍՀ և Նախիջևանի ԻՍՍՀ տարածքների սեյսմոակտիվ խախտումները (սեյսմոգին գոտիներ)։ Հենց այդ խախտումների գոտիները հանդիսանում են ուժեղ երկրաշարժերի առաջացման ամենահավանական տեղերը։ Որոշ սեյսմոտեկտոնական հանգույցներում սպասվող առավելագույն ուժգ. երկրաշարժը 8—9 բալ է։ Օգտագործելով սեյսմոգին գոտիների սխեման և ուժեղ երկրաշարժերի որոշ պարամետրեր առանձնացված է ութ բալանոց սեյսմիկ գոտի։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *С. Н. Назаретян, С. С. Казарян.* «Известия АН Арм ССР», Науки о Земле, т. XXVIII, № 3 (1976). [2] *А. Х. Багдасян, С. Н. Назаретян.* Сейсмологический бюллетень Кавказа 1974 г. Изд. «Мецниереба», Тбилиси, 1976. [3] Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР. Изд. «Наука», М., 1977. [4] *А. А. Габриелян, С. А. Пирузян.* «Известия АН Арм ССР». Науки о Земле, т. XXV, № 4 (1972). [5] *А. А. Габриелян* и др. ДАН Арм. ССР, т. LXIII, № 3 (1976). [6] Геология Армянской ССР, т. 10, «Геофизика», изд. АН Арм. ССР, 1972.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXVII 1978 2

УДК 547.963.3

БИОХИМИЯ

Р. А. Захарян, Р. Г. Погосян

Индукция глюкокортикоидами деградации ДНК хроматина лимфоцитов в регулярно повторяющиеся участки, in vivo

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Буниятяном 3/IV 1978)

На основе ряда исследований сформулирована модель повторяющейся субъединичной структуры хроматина, нуклеосомы, которая включает участки по 130—170 нуклеотидных пар, упакованных октамерной единицей четырех основных типов гистонов H2A, H2B, H3, H4 и разделенных сегментами в 30—60 нуклеотидных пар [1–3].

Микрококковая нуклеаза, в частности, переваривает ДНК в составе хроматина эукариотов на 90%, высвобождая хроматиновую субъединицу—нуклеосому. При длительном переваривании нуклеазой выявлен относительно стабильный фрагмент в 140 пар оснований [1,4].

Избирательная фрагментация хроматина в ядрах печени эндогенной Ca^{++}, Mg^{++} зависимой эндонуклеазой продемонстрирована в ряде исследований, в том числе показано, что при 16 часовой культивации печеночных клеток эмбриона мышей in vitro наступает фрагментация ядерной ДНК в регулярных участках-повторах [5–7].

Недавно показано, что в клетках лимфоидной ткани мышей при облучении в дозе 600R ДНК деградирует на регулярные фрагменты, аналогично действию микрококковой нуклеазы, то есть преимущественно по спейсерным участкам хроматина [8]. Авторы предполагают энзиматическую природу пострадиационного повреждения хроматина.

Таким образом, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что клетки печени обладают ферментной системой избирательно фрагментирующей ДНК хроматина, а в клетках лимфоидной ткани постулирована подобная активность. Однако механизм специфической физиологической активации данной ферментативной системы пока неизвестен.

В данном сообщении впервые описан феномен активации глюкокортикоидом избирательно в лимфоидной ткани эндонуклеазной системы, фрагментирующей ДНК по спейсерным участкам хроматина.

В опытах использованы беспородные крысы весом 150—180 г. Животные в одной серии получали кортикостерон в дозе 100 *γ/мл* или дексаметазон в дозе 20—600 *γ/мл* и были забиты через 6 часов. В другой серии опытов животные были облучены в дозе 600 R и забиты через 4 часа. В исследованиях использованы тимус, селезенка и печень. Ядра из тканей были изолированы гомогенизацией в 0,25М сахарозе, 5 мМ $CaCl_2$, 5 мМ трис-HCl, pH 7,2 и последующим осаждением центрифугированием при 600×g 10^1 при 2°С.

Ядра, изолированные из тканей интактных животных, суспензировали в растворе 0,25 М сахарозы, 1 мМ $CaCl_2$, 5 мМ трис—HCl, pH—7,4, обрабатывали микрококковой нуклеазой при концентрации около 1,5 *мг* ДНК/*мл* в течение 5′ при 37°С.

Ядра, изолированные из тканей интактных и опытных животных, равно как и обработанные микрококковой нуклеазой, были лизированы 0,2 мМ ЭДТА, pH—7,0.

Лизат несколько раз замораживали и оттаивали, центрифугировали при 4000×g 5′. Супернатант, в который добавляли SDS и NaCl, до конечной концентрации 1% и 1 М соответственно, депротеинизировали хлороформ-изоамиловым спиртом 24 : 1; из надосадка ДНК осаждали этанолом и перед электрофорезом растворяли в буфере с SDS 1%; 260/280 выделенных препаратов ДНК составляло 2,0—2,1

Электрофоретическое разделение ДНК осуществляли в 0,6%-ном агарозном геле и в 4%-ном полиакриламидном геле (ПАГ) в аппаратах фирмы «Reanal» при силе тока 5 мА на трубку. Гели обрабатывали бромистым этидием, фрагменты ДНК выявляли на ультрахемископе.

При инкубации изолированных ядер из клеток тимуса, селезенки при t—10°С в течение 2—3 часов происходит деградация хромосомальной ДНК на ряд гомогенных по молекулярному весу высокомолярных фрагментов, сепарируемых электрофорезом в геле, рис. 1: слева направо: ДНК, выделенная из ядер клеток тимуса интактных животных в 0,6% агарозном геле; ДНК, выделенная из ядер клеток тимуса интактных животных в 4%-ном полиакриламидном геле; ДНК ядер клеток тимуса после предварительной инкубации в 0,6%-ном агарозном геле. В 4%-ном полиакриламидном геле в изолированных препаратах ДНК низкомолекулярные фракции не обнаруживались. ДНК ядер после предварительной инкубации фракционируется в геле на три гомогенных высокомолекулярных фрагмента.

М. Скалка и соавторы показали, что в ядрах клеток лимфоидной ткани мышей, облученных в дозе 600 R, хромосомальная ДНК деградирует на фрагменты, величины молекулярных весов которых относятся друг к другу как члены арифметического ряда, и профиль электрофоретического разделения которых в 4%-ном полиакриламидном геле аналогичен деградации, вызываемой микрококковой нуклеазой.

Авторы рассматривают полученные данные как подтверждение ранее предполагаемой энзиматической природы пострадиационного повреждения хроматина ([8]).

Полученный нами результат свидетельствует о наличии в норме в клетках лимфоидной ткани выраженной эндонуклеазной активности, атакующей спейсерные участки в хроматине, возможно аналогично описанной в печени Ca, Mg—зависимой эндонуклеазе ядер печени ([5–7]). Аналогичный профиль электрофоретического разделения характерен и для ДНК, изолированной из клеток селезенки.

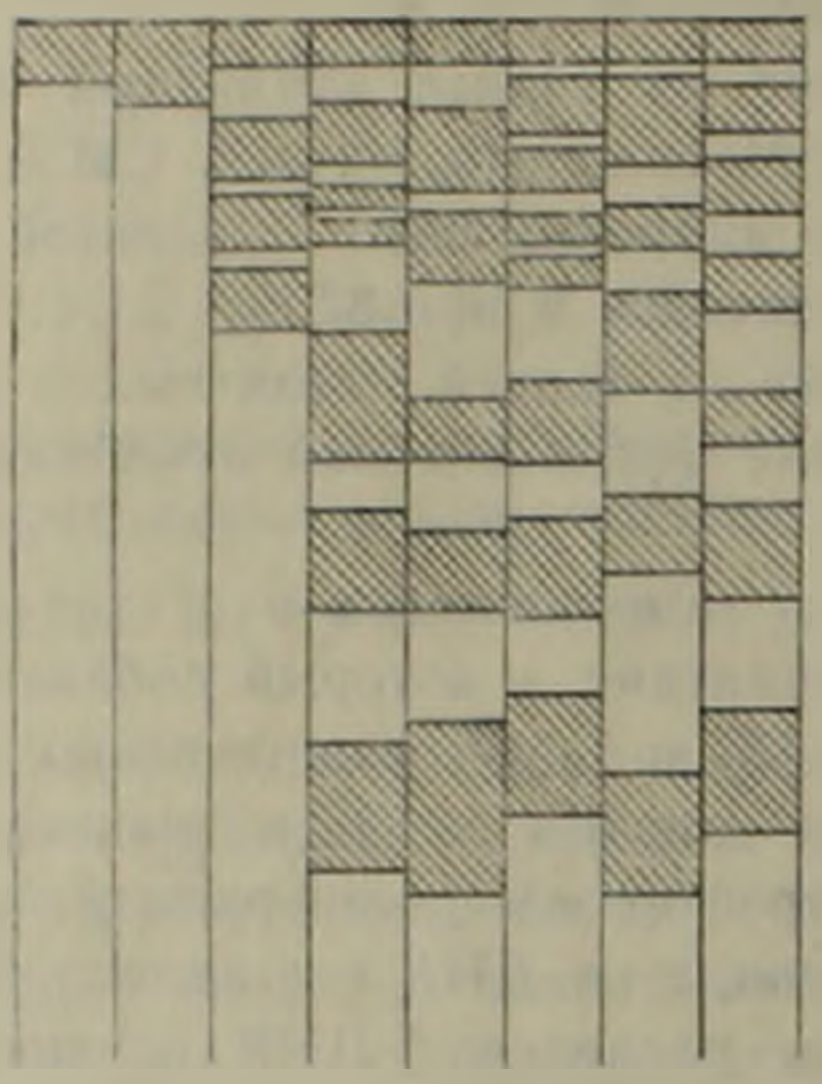


Рис 1 Электрофоретическое разделение фрагментов ДНК хроматина лимфоцитов.

слева направо *1*—ДНК тимуса интактных животных в 0,6% агарозном геле; *2*—ДНК тимуса интактных животных в 4%-ном ПАГ; *3*—ДНК ядер клеток тимуса после предварительной инкубации в 0,6% агарозном геле; *4, 5*—ДНК тимуса, селезенки животных, облученных 600 R. в 4%-ном ПАГ, *6, 7*—ДНК тимуса, селезенки животных, получавших глюкокортикоид, в 4%-ном ПАГ; *8*—ДНК хроматина, обработанная микрококковой нуклеазой, в 4%-ном ПАГ

Результаты по электрофоретическому разделению ДНК, выделенных из ядер клеток тимуса, селезенки и печени животных, облученных в дозе 600R или получавших дексаметазон или кортикостерон показаны на последующих гелях рис. 1. При сопоставлении полученных электрофореграмм видно, что рентгеноблучение вызывает резкое повышение внутриядерной эндонуклеазной активности в ядрах клеток тимуса, селезенки, но не печени, что совпадает с данными, полученными Скалка и др. ([8]). Аналогично, глюкокортикоид также избирательно

вызывает активацию внутриядерной эндонуклеазной активности в ядрах клеток лимфоидной ткани тимуса и селезенки, что сопоставимо с электрофореграммой хроматина, обработанной микрококковой нуклеазой. Полученные фрагменты имеют молекулярные веса кратные молекулярному весу мономера-нуклеосомы, вытекающие из их относительной электрофоретической мобильности рис. 2. Из плазмы крови, после воздействия глюкокортикоидов, методом электрофореза в 2.4%-ном акриламидном геле ([9]) нами сепарированы ДНК с молекулярным весом от $10 \cdot 10^6$ до 10^5 и ниже.

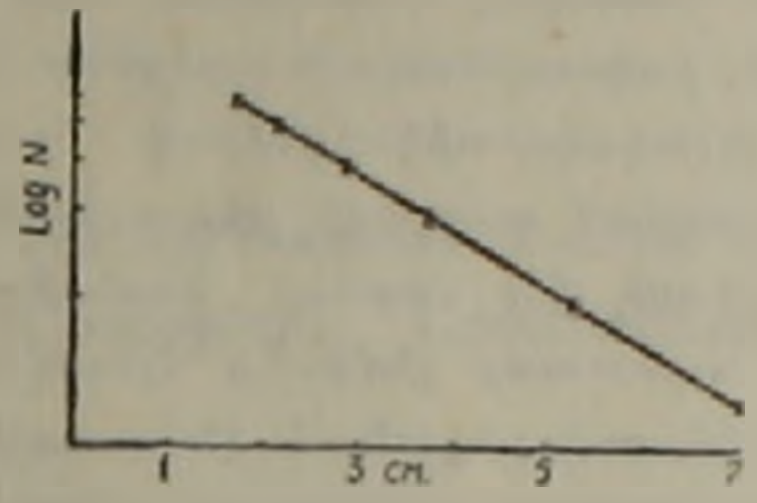


Рис. 2. Графическое изображение кратности молекулярных весов фрагментов ДНК к весу мономера-нуклеосомы согласно их относительной электрофоретической подвижности

Таким образом, впервые описано явление физиологической активации глюкокортикоидами эндонуклеазной активности избирательно в клетках лимфоидной ткани, активности фрагментирующей ДНК хроматина по спейсерным участкам. В настоящее время имеется большое число экспериментальных данных относительно стимулирующего влияния гомологичных экзогенных нукленновых кислот ДНК и РНК на метаболические процессы организма, в частности, для стимуляции репаративных процессов, иммунологических реакций организма и т. д.

Открытое явление показывает, что в организме существует регулирующая система высвобождения гомологичной ДНК. Источником ее служат клетки лимфоидной ткани, а процесс высвобождения регулируется гормонами глюкокортикоидами, суточный ритм которых может обеспечивать цикличность описанного процесса или повышение концентрации которых в крови при стрессе может обеспечить высвобождение фрагментов ДНК из лимфоидной ткани, способных оказать физиологический эффект в восстановительных процессах через непосредственно возможную интеграцию на уровне генетического аппарата клетки или путем внегеномной экспрессии ([10]).

Институт экспериментальной
биологии Академии наук Армянской ССР

Ռ. Ա. ՋԱՔԱՐՅԱՆ, Ռ. Դ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Գլյուկոկորտիկոիդներով լիմֆոցիտների Խրոմոսոմալ ԴՆԹ-ի դեգրադացիան կանոնավոր կրկնվող հատվածների

Առաջին անգամ նկարագրված է հորմոնալ գլյուկոկորտիկոիդների նոր հատկություն—լիմֆոիդ հյուսվածքների բջիջներում էնդոնուկլեազային ակտիվության ընտրողական ակտիվացում, որի շնորհիվ քրոմատինի ԴՆԹ-ն ֆրագմենտացիայի է ենթարկվում սպեյսերային հատվածներով։ Նկարագրված երևույթը ցույց է տալիս, որ օրգանիզմում գոյություն ունի հոմոլոգ ԴՆԹ-ի ազատման կանոնավորող համակարգ, որի սկզբնաղբյուրը լիմֆոիդ հյուսվածքի բջիջներն են, իսկ ազատման պրոցեսը կանոնավորվում է մակերիկամի հորմոններով՝ գլյուկոկորտիկոիդներով։ Նրանց օրեկան ռիթմը կարող է ապահովել նկարագրված պրոցեսի ցիկլայնությունը, իսկ կոնցենտրացիայի բարձրացումը արյան մեջ ստրեսի ժամանակ, կարող է ապահովել ԴՆԹ-ի հատվածների ազատումը լիմֆոիդ հյուսվածքից։ Այդ հատվածները վերականգնման պրոցեսներում ընդունակ են առաջացնելու ֆիզիոլոգիական էֆեկտ՝ անմիջական ինտեգրացիայի միջոցով գենետիկական ապարատի մակարդակի վրա, կամ արտագենոմային էքսպրեսիայի ճանապարհով։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *M. Woll*, Nature, 251, 249 (1974). [2] *R. D. Kornberg*, Science, 184, 868 (1974) [3] *R. D. Kornberg*, X Meet, FEAS, abst. 6, Paris (1975). [4] *J. D. McGhee*, *J. D. Engel*, Nature, 254, 449 (1975). [5] *D. R. Hewish*, *L. A. Burgoyne*, Biochem. Biophys. Res. Commun. 52, 504 (1973). [6] *Г. Н. Чихиржина*, *Л. К. Домкина*, *Н. Гигарева*, *Н. Л. Ашмарин*, Мол. биол., 10, № 6 (1976). [7] *R. Williamson*, J. Mol. Biol., 52, 157 (1970). [8] *M. Skalka*, *J. Matyasova*, *M. Ceskova*, FEBS Letters, 72, 2, 271 (1976). [9] *D. H. L. Bishop*, *J. R. Claybrook*, *S. Spiegelman*, J. Mol. Biol., 26, 373 (1967). [10] *А. Н. Шутко*, *Н. Н. Шатинина*, Укр. биохимический журнал, 49, 2, 42 (1977).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 595.763.79

ЭНТОМОЛОГИЯ

С. М. Яблоков-Хнзорян

Новый род и вид жесткокрылых-кокцинеллид с Арала (Coleoptera, Coccinellidae)

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Э. А. Давтяном 22/XI 1977)

Род Leptoscymnus Iablokoff-Khnzorian gen. nov.

Щупики (рис. 1,*е*) типичного для трибы строения, усики прикреплены у края лба (как у рода Scymnus Kug.) десятичлениковые, с резко обособленной трехчлениковой булавой (рис. 1,*ж*). Голова может полностью прикрыть переднегрудь, у которой базистернум отсутствует (рис. 1,*з*), тазиковые впадины удлиненные, занимают всю ширину переднегруди, выступ сведен к невыступающей перемычке между впадинами, почти квадратного очертания, отграниченной с боков продольными складками. Среднегрудь узкая. Заднегрудь с парой цельных дугообразных бедренных линий. Брюшко с широким выступом и цельными бедренными линиями, не достигающими заднего края их стернита и продолженными вдоль его бокового края почти до его передних углов. Лапки четырехчлениковые, их третий членик едва короче второго. Коготки с острым основным зубцом.

У ♂ сифон (рис. 1,*б*) прямолинейный с резким основным изгибом до короткой капсулы, снабженной острым зубцом, направленным внутрь. Его вершина (рис. 1,*в*) кончается крючком, под которым выступает перепонка. Тегмен (рис. 1,*д*) с двузубчатой трубкой и 2 изогнутыми параметрами, вершина которых коротко опушена. Трабес (рис. 1,*г*) прямолинейный, очень длинный.

Этот своеобразный род принадлежит к трибе Scymnini, ближе всего стоит к роду Nephus Muls. От всех прочих родов трибы отличается отсутствием базистернума, а по строению трехчлениковой булавы — от всех прочих кокцинеллид. В нашу таблицу палеарктических родов трибы (1) он может быть включен следующим образом:

8а(8б) Базистернум отсутствует. Выступ переднегруди сведен к почти квадратной плоской перемычке между тазиками, отграниченной 2 продольными складками. Рот может прилегать к груди. Усики

десятичлениковые с резко обособленной трехчлениковой булавой . . . . . .

Leptoscymnus Khnz. gen. nov.

8б(8а) Базистернум имеется. Выступ переднегруди выпуклый, без боковых складок, с двумя килями или без них. Усики постепенно расширены к вершине с нерезкой 4—5-члениковой булавой.

9(14) · · Leptoscymnus salsolae Iablokoff-Khnzorian sp. nov.

Казахстан: Остров Барса-кельмес в Аральском море, 28/VIII 1976, на солянках (Salsola sp.) голотип и три паратипа. 16/VIII 1976, там же,

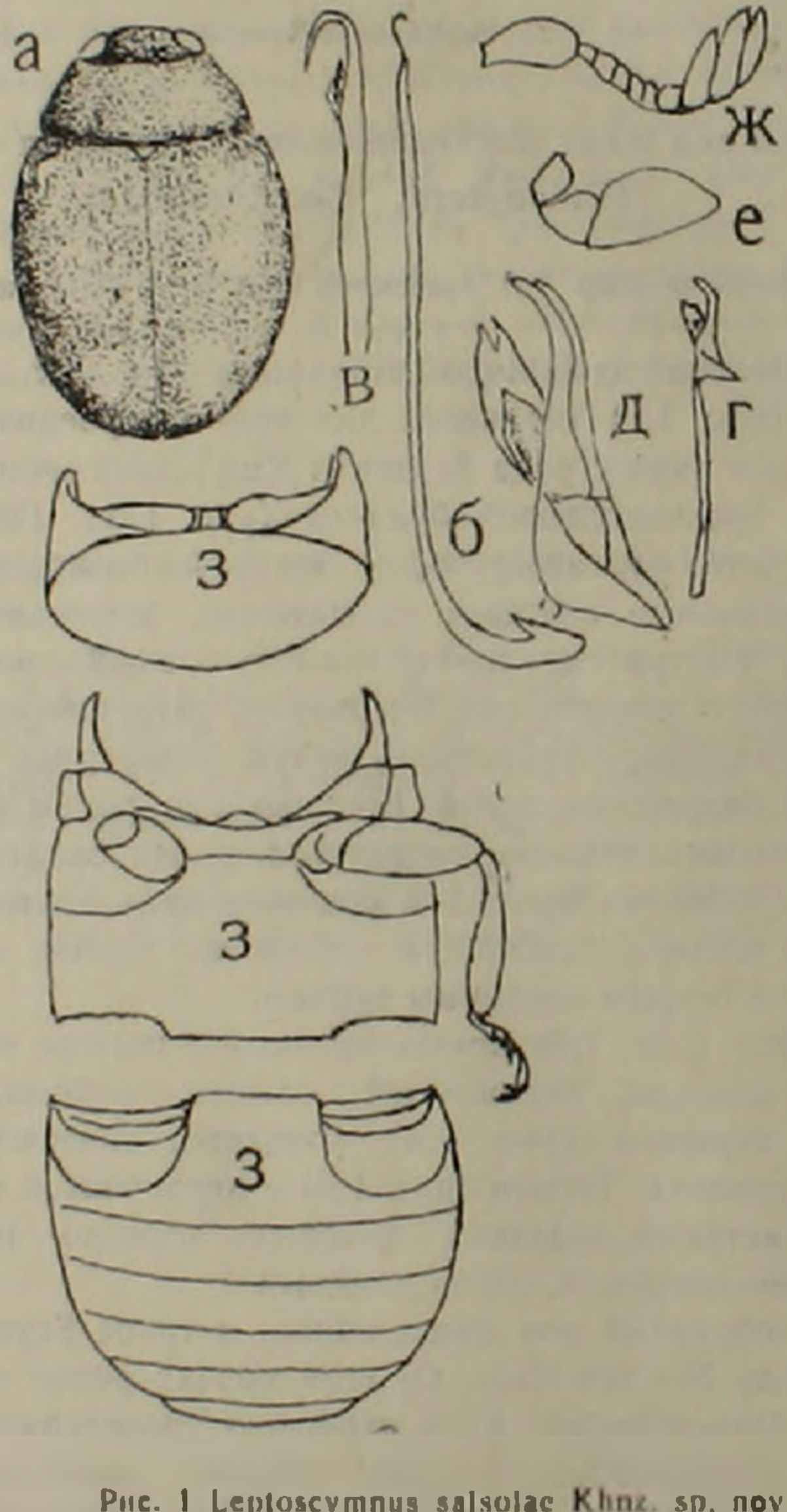


Рис. 1 Leptoscymnus salsolae Khnz. sp. nov.

а—габитус; *б*—сифон; *в*—его вершина; *г*—тегмен сбоку; *д*—его верхняя часть сбоку; *е*—правый челюстный щупик; *ж*—правый усик; *з*—переднегрудь, средне- и заднегрудь, брюшко

а×30; *г* и *з*×60; *б* и *е*×120; *д*×180; *в* и *ж*×240

1 паратип ♂. Все особи собраны Зориным. Один паратип в коллекциях Института зоологии АН Армянской ССР, прочие типы в Зоологическом институте СССР.

Тело черное, покрыто светлыми волосками. Усики и щупики темно-бурые, бедра черные, голени и лапки желтые. Надкрылья за серединой с парой оранжевых пятен. Длина 1—1,3 *мм*. Рис. 1,*а*.

Голова вдвое уже переднеспинки, вдвое шире лба. Лоб едва заметно густо мелко точечный на блестящем шагренированном фоне. Переднеспинка трапециевидная, в такой же скульптуре как лоб, примыкает к надкрыльям всем своим основанием. Надкрылья в такой же скульптуре, как лоб, густо покрыты волосками, обычно зачесанными назад, косо кнаружи на заднем скате вдоль шва на узкотреугольной площадке.

Институт зоологии
Академии наук Армянской ССР

Ս. Մ. ՅԱԲԼՈԿՈՎ-ԽՆԶՈՐՅԱՆ

Ջաւոիկ բզեզների նոր տեսակ և սեռ ԵՒրալից
(Coleoptera, Coccinellidae)

Նկարագրված է նոր սեռ Leptoscymnus Khnz. gen. nov. *և նոր տեսակ* L. salsolae Khnz. *հավաքված Ջլոտինի կողմից ԵՒրալյան ծովի մեկ կղզուց։ Այս սեռը պատկանում է* Scymnini *տրիբային, սակայն տարբերվում է տրիբայի մնացած բոլոր սեռերից բազիստոնումի բացակայությամբ։ Նրա բեղիկները վերջանում են մեկուսացված եռահոդ գուրզով։ Նման գուրզ մնացած պատիկների մոտ հայտնի չէ։*

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *S. M. Iablokoff-Khnzorian*, Entomologia Germ., 2, 4, 374, 1976.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXVII 1978 2

УДК 595.792

ЭНТОМОЛОГИЯ

Е. К. Эртецян

Новые виды энциртид (Hymenoptera, Encyrtidae) из Армении

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Э. А. Давтяном 8/VII 1978)

При изучении фауны энциртид Армянской ССР были обнаружены новые для науки виды из родов Tetracnemus и Aphidencyrtus, описание которых приводится ниже.

Голотипы и паратипы новых видов хранятся в коллекции Зоологического института АН СССР (Ленинград), часть паратипов—в коллекции Института зоологии АН Армянской ССР (Ереван).

Tetracnemus Westwood, 1837

До настоящего времени из СССР отмечено 2 вида рода Tetracnemus. Один из них, T. bifasciatellus (Mercet), был обнаружен и в Армении [1-4].

Tetracnemus terminassianae Herthevtzian, sp. n.

Самка. Длина головы немного меньше ее ширины (30 : 33). Темя и лоб более чем в 1,5 раза длиннее своей ширины (21 : 12). Наименьшая ширина темени составляет немного более 1/3 наибольшей ширины головы (12 : 33). Вершинный угол треугольника глазков больше 90°. Расстояние между задними глазками больше расстояния от заднего до переднего глазка (7 : 5—4). Расстояние от задних глазков до края затылка больше диаметра глазка, а от задних до внутренних краев глаз равно диаметру глазка. Усики причленяются у края рта. Расстояние между усиковыми ямками более чем в 2 раза уступает расстоянию от усиковой ямки до краев глаз (4 : 9—9). Основной членик более чем в 3,5 раза длиннее своей ширины (17 : 4,5); поворотный в 2 раза длиннее первого членика жгутика усиков (6 : 3); членики жгутика поперечные соотношение между длиной и шириной члеников жгутика и булавы следующее:

3/4 : 4/6 : 4/7 : 4/7 : 4/7,5 : 4/7,5 : 14/8.

Щека в 2 раза короче глаза (11 : 21). Щит среднеспинки почти в 2 раза шире своей длины (29 : 15) и немного короче щитика (15 : 17). Щитик одинаковой длины и ширины. Передние крылья с двумя широкими поперечными темными полосами, соединенными узкой темной

полосой. Шпора средней голени равна по длине 1-му члеику средней лапки. Брюшко длиннее груди (48 : 42). Яйцеклад длинный, немного уступает длине брюшка.

Тело темное. Темя и лоб, а также лицо, фиолетовые с бронзовым блеском. Усики темные с фиолетовым оттенком. Основной членик желто-коричневый (кроме его основания и вершинной части). Щит среднеспинки фиолетовый с бронзовым оттенком. Переднеспинка, аксиллы и щитик фиолетовые, блестящие, щитик с сильным бронзовым блеском. Бока среднегруди фиолетовые с сине-зеленым блеском. Ноги коричнево-желтые, кроме темных средних и задних тазиков, задних бедер и голеней и последних члеников всех лапок. Брюшко фиолетовое с зелено-бронзовым блеском. Яйцеклад фиолетовый, толстый. Темя и лоб, а также лицо, с ячеистой скульптурой; темя и лоб с 4 продольными рядами точек. Щит с сетчатой скульптурой. Длина тела 1,2—1,92 мм.

Самец неизвестен.

Вид назван именем энтомолога М. Е. Тер-Минасян.

Голотип (♀): окр. Еревана, Джрвеж 23/VII 1970 (Е. К. Эртевцян). Паратипы: там же 10/VII 1970, 3♀♀, 23/VII 1970, 5♀♀, 23/IX 1970, 3♀♀, 12/VIII 1971, 2♀♀, 21/IX 1972, 1♀: Ереван, Зоопарк, полынная полупустыня 3/VIII 1970, 1♀; Хосровский лес, Араратского района 19/VIII 1971, 1♀; Гехард, Абовянского района 23/VIII 1971, 1♀ (Е. К. Эртевцян); Легваз, Мегринского района 3/VI 1957, 1♀; Сисиан 21/VI 1957, 1♀ (В. А. Тряпицын).

Новый вид близок к европейскому Tetracnemus bifasciatellus (Mercet), отличаясь от него более расширенным жгутиком усиков самки.

Tetracnemus avetianae Herthevtzian, sp. n.

Самка. Длина головы немного меньше ее ширины (26 : 30). Темя и лоб почти в 1,5 раза длиннее своей ширины (19 : 13). Наименьшая ширина темени составляет менее 1/2 наибольшей ширины головы (13 : 30). Вершинный угол треугольника глазков равен 90°. Расстояние между задними глазками чуть больше расстояния от заднего до переднего глазка (4,5 : 3,5—4). Задние глазки на одинаковом расстоянии от краев глаза и края затылка. Усики причленяются почти у края рта. Расстояние между усиковыми ямками менее чем в 1,5 раза меньше расстояния от усиковой ямки до краев глаз (5 : 7—7). Соотношение между длиной и шириной основного и поворотного члеников, члеников жгутика и булавы следующее:

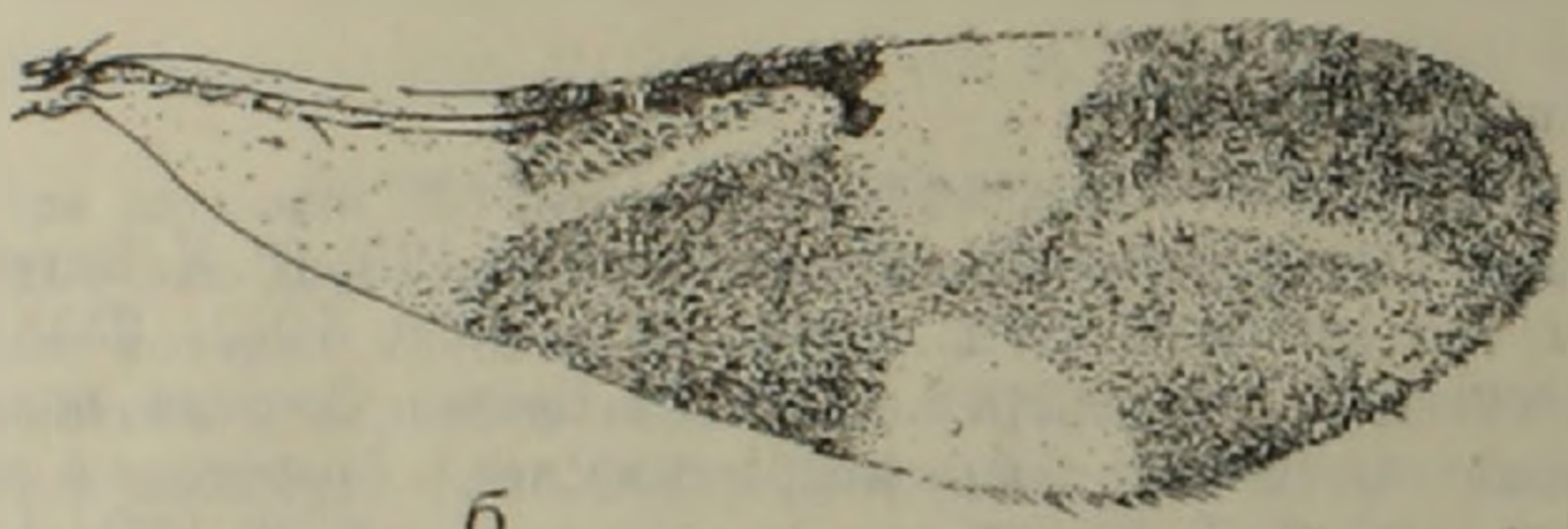
14/3 : 5/3 : (1,5/2,5 : 2/3 : 2,5/3 : 3/3,5 : 3/4 : 3/4) : 11,5/5.

Щека почти в 2 раза короче глаза (9 : 19). Щит среднеспинки в 2 раза шире своей длины (23 : 12) и немного короче щитика (12 : 15); длина щитика и его ширина одинаковые. Передние крылья с двумя широкими поперечными темными полосами, соединенными посередине узкой темной полосой. Шпора средней голени чуть короче первого членика средней лапки (7 : 8). Брюшко длиннее груди (45 : 37). Яйцеклад равен 1/2 длины брюшка (22 : 45).

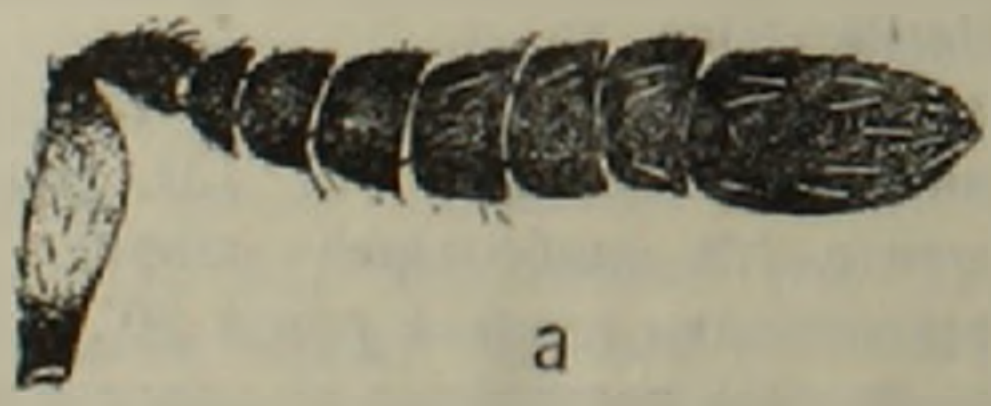
Тело темное. Темя и лоб, а также лицо, зеленые с бронзовым блеском. Усики полностью темные, с фиолетовым оттенком. Щит среднеспинки сине-фиолетовый с бронзовым блеском. Аксиллы и щитик сине-фиолетово-зеленые, блестящие. Бока среднегруди в вершинной половине фиолетовые, а в основной половине резко меняются на сине-зеленые. Ноги желто-коричневые, кроме темных средних и задних тазиков, задних бедер и голеней и последних члеников всех лапок. Брюшко фиолетовое с блестящим зелено-бронзовым блеском. Яйцеклад черно-фиолетовый. Темя и лоб с ячеистой скульптурой, с разбросанными редкими точками. Щит среднеспинки с мелкой поверхностной ячеистой скульптурой. Длина тела 1,1—1,35 *мм*.

Самец неизвестен.

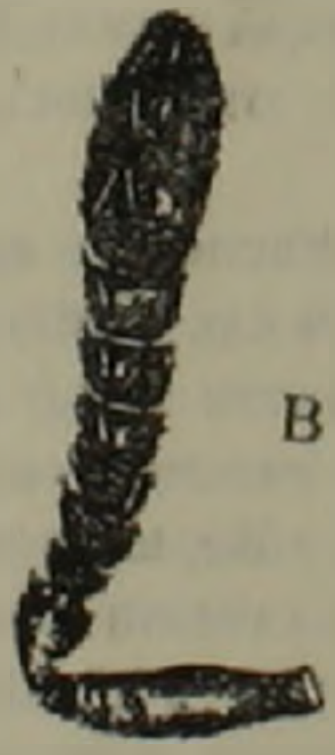
Вид назван именем энтомолога А. С. Аветян.



б



а



в

Рис. 1. *а—б*—Tetracnemus terminassianae Herthevtzian, sp. n. *а*—усик. *б*—переднее крыло, *в*—T. avetianae Herthevtzian, sp. n., усик

Голотип (♀): Ереван, Ботанический сад 1/VII 1971 (Е. К. Эртевцян). Паратипы: там же 29/VII 1970, 4♀♀, 28/IX 1970, 1♀, 20/VIII 1971, 1♀ (Е. К. Эртевцян).

От близкого вида Tetracnemus bifasciatellus (Mercet) новый вид отличается более грубой скульптурой темени и лба самки.

Aphidencyrtus Ashmead, 1900.

В СССР отмечено 12 видов рода Aphidencyrtus. В Армении до

настоящего времени было известно всего 2 вида—A. aphidivorus (Mayr)—широко распространенный вторичный паразит тлей и A. herbidus (Walker) ([3]—[4]). Сейчас к ним надо прибавить еще 3 вида—A. arundinicola Hoffer, A. hallpennis (Mayr) и A. similis Herthevtzian sp. n. Описание последнего приводится ниже.

Aphidencyrtus similis Herthevtzian, sp. n.

Самка. Темя и лоб в 2,5 раза длиннее своей ширины (20 : 8). Наименьшая ширина темени равна 1/4 наибольшей ширины головы (8 : 32). Край затылка не вогнутый. Расстояние между задними глазками немного меньше расстояния от заднего до переднего глазка (4 : 5). Задние глазки расположены около внутренних краев глаз, а расстояние от задних глазков до края затылка больше диаметра глазка. Усики причленяются заметно ниже уровня нижнего края глаз. Расстояние между усиковыми ямками немного меньше расстояния от усиковых ямок до краев глаза (6 : 7—7). Щит среднеспинки более чем в 2 раза шире своей длины (32 : 14) и по длине немного уступает длине щитика (14 : 16). Шпора средней голени равна по длине 1-му члеику средней лапки. Брюшко равно груди (32 : 33). Яйцеклад не выступает.

Темя зеленое, на середине лба эта окраска резко сменяется бронзово-фиолетовой. Лицо и щеки темные, бронзово-фиолетовые. Усики желто-коричневые, основной и поворотные членики черные с коричнево-желтыми вершинами. 1—4 членики жгутика усиков и последний членик булавы затемненные. Щит, щитик и аксиллы темно-сине-фиолетовые. Ноги черные; вершины и основание передних и средних бедер, передние и средние голени целиком, основания и вершины задних голеней, передние, средние и задние лапки (кроме последних члеников) желтые. Брюшко темно-фиолетовое с ярко зеленым, блестящим первым видимым (III истинным) тергитом. Темя и лоб слегка ячеистые, с глубокими редкими точками. Щит среднеспинки поверхностно-сетчатый. Щитик с очень мелкой ячеистой скульптурой. Длина тела 1,16—1,23 *мм*.

Самец неизвестен.

Голотип и паратип: Мегри, берег р. Мегригет с Elaeagnus 23/VI 1953, 2♀♀ (В. А. Трапицын).

Основное различие между Aphidencyrtus elaeagni Trjapitzin и новым видом заключается в том, что у первого наименьшая ширина темени составляет 1/3 наибольшей ширины головы, тогда как у нового вида наименьшая ширина темени составляет 1/4 наибольшей ширины головы.

Институт зоологии
Академии наук Армянской ССР

Ն. Կ. ՀԵՐԹԵՎՑՅԱՆ

Էնցիրտիդների (Hymenoptera, Encyrtidae) նոր տեսակներ Հայաստանից

Հոդվածում տրվում է Հայաստանում հայտնաբերված գիտության համար 3 նոր տեսակների՝ Tetracnemus terminassianae Herthevtzian, sp. n., T. avetianae Herthevtzian, sp. n. և Aphidencyrtus similis Herthevtzian, sp. n. *նկարագրությունը։*

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. А. Тряпицын*, Тр. ВЭО, т. 52, Насекомые Кавказа : 43—125, 1968. [2] *В. А. Тряпицын*, Тр. ВЭО, т. 54, Паразитические насекомые—энтомофаги : 68—150, 1971. [3] *Е. К. Эртевцян*, Биол. ж. Армении, XXIV, 5 : 24—31, 1971. [4] *А. С. Аветян, В. А. Тряпицын, Е. К. Эртевцян*, Зоол. сборник АН Арм. ССР, XVII : 33—86, 1976.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXVII 1978 2

УДК 612.84

ФИЗИОЛОГИЯ

А. А. Экимян, Г. Е. Григорян, Б. А. Арутюнян-Козак

Особенности строения зрительных рецептивных полей нейронов пульвинара

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР О. Г. Баклаваджяном 28/IV 1978)

Ранее проведенные исследования ([1]) показали, что активность нейронов пульвинара в ответ на зрительные стимулы характеризуется функциональными свойствами, сходными со свойствами нейронов других зрительных центров (средний мозг, зрительная кора). Одновременно были выявлены определенные различия в особенностях ответов нейронов пульвинара на стационарные и движущиеся стимулы. Предполагается, что причина этого явления заключается в различном строении рецептивных полей нейронов, принадлежащих различным центрам.

Настоящая работа посвящена исследованию структуры рецептивных полей нейронов пульвинара с целью их систематизации и классификации.

Опыты проведены на 76 кошках. Техника операции и методика регистрации внеклеточных потенциалов действия одиночных нейронов описаны в предыдущем сообщении ([1]). Рецептивные поля нейронов определяли сначала черными ручными стимулами на экране периметра, а затем всю поверхность рецептивного поля изучали стационарным световым стимулом (мерцающее световое пятно), который помещали в различных участках рецептивного поля. Длительность фазы света и темноты составляла по 500 *мсек*. Освещенность стимулов находилась в пределах 7—15 люкс. Регистрацию ответов нейронов производили в условиях темновой адаптации.

Для каждого нейрона определяли общее число импульсов в ответ на мерцающий стационарный стимул в каждой из исследуемых точек рецептивного поля на 15 повторений стимула. Затем составляли графики распределения числа импульсов и латентных периодов ответов по всему полю на включение и выключение света.

Исследовали рецептивные поля 262 нейронов. 121 нейрон из 262 имели рецептивные поля с длинной осью в горизонтальном направле-

ции. Рецептивные поля у 31 нейрона были удлинены в вертикальном направлении. Другая группа нейронов (110) имела округлую форму рецептивных полей. У 17 нейронов границы рецептивных полей не удалось определить.

Стационарным световым пятном были подробно изучены рецептивные поля 142 нейронов. Опыты показали, что часть исследованных нейронов (44 из 142) дает ответы как на включение, так и на выключение светлого пятна (диаметр—5°) в каждой точке рецептивного поля. 42 нейрона из 142 давали ответы только на выключение света. Строение рецептивных полей таких клеток однородное, а ответ в каждой точке—однотипен. У 19 нейронов из 142 регистрировался ответ на включение света, интенсивность которого обычно больше в центре рецептивного поля. Описанные типы рецептивных полей сходны с таковыми текто-претектальной области ([2,3]).

Были обнаружены также нейроны (8 из 142), строение рецептивных полей которых было сходно с простыми рецептивными полями нейронов 17 поля зрительной коры ([4]).

Среди изученных нейронов концентрические рецептивные поля были обнаружены у 10 нейронов из 142. Рецептивные поля таких нейронов состояли из центра, имеющего в основном ответ на включение и выключение света, и окружения с ответом или на включение, или на выключение света. Такие нейроны были обнаружены в боковой области пульвинара, ближе к латеральному коленчатому телу.

Большой интерес представляет группа нейронов (19 из 142), имеющая своеобразное строение рецептивного поля. Для нейронов этой группы характерным является мультимодальность ответов, проявляемая на движущиеся или на стационарные стимулы. Мультимодальным мы определили ответ нейрона на зрительный стимул в виде чередованных во времени залпов импульсов. Исследования показали, что рецептивные поля таких нейронов имеют мозаичное строение с неравномерным распределением возбудимых и невозбудимых молчащих зон. Такие невозбудимые зоны могут располагаться как на периферии, так и в центральной части рецептивного поля. На рис. 1,*А* изображено рецептивное поле нейрона, имеющего по всему полю ответ как на включение, так и на выключение света. Однако, примерно в центре рецептивного поля (между 82° и 84° по горизонтали) имеется зона, которая не дает ответа на выключение и, наоборот, в ответ на включение наблюдается зона высокой возбудимости (между 75° и 79° по горизонтали). Таким образом, поверхность рецептивного поля состоит из элементов с неравномерной возбудимостью. Нейроны с таким строением рецептивного поля, как правило, отвечают мультимодальным распределением импульсов на движение светового пятна в рецептивном поле (рис. 1,*В*). На рис. 2 представлено рецептивное поле нейрона, отвечающего почти равным количеством разрядов как на включение (рис. 2*А*), так и на выключение света (рис. 2,*Б*). Как видно из рисунка,

в центре рецептивного поля имеется молчащая зона. Этот нейрон также отвечает на движущееся световое пятно мультимодальным распределением разрядов (рис. 2,*В*).

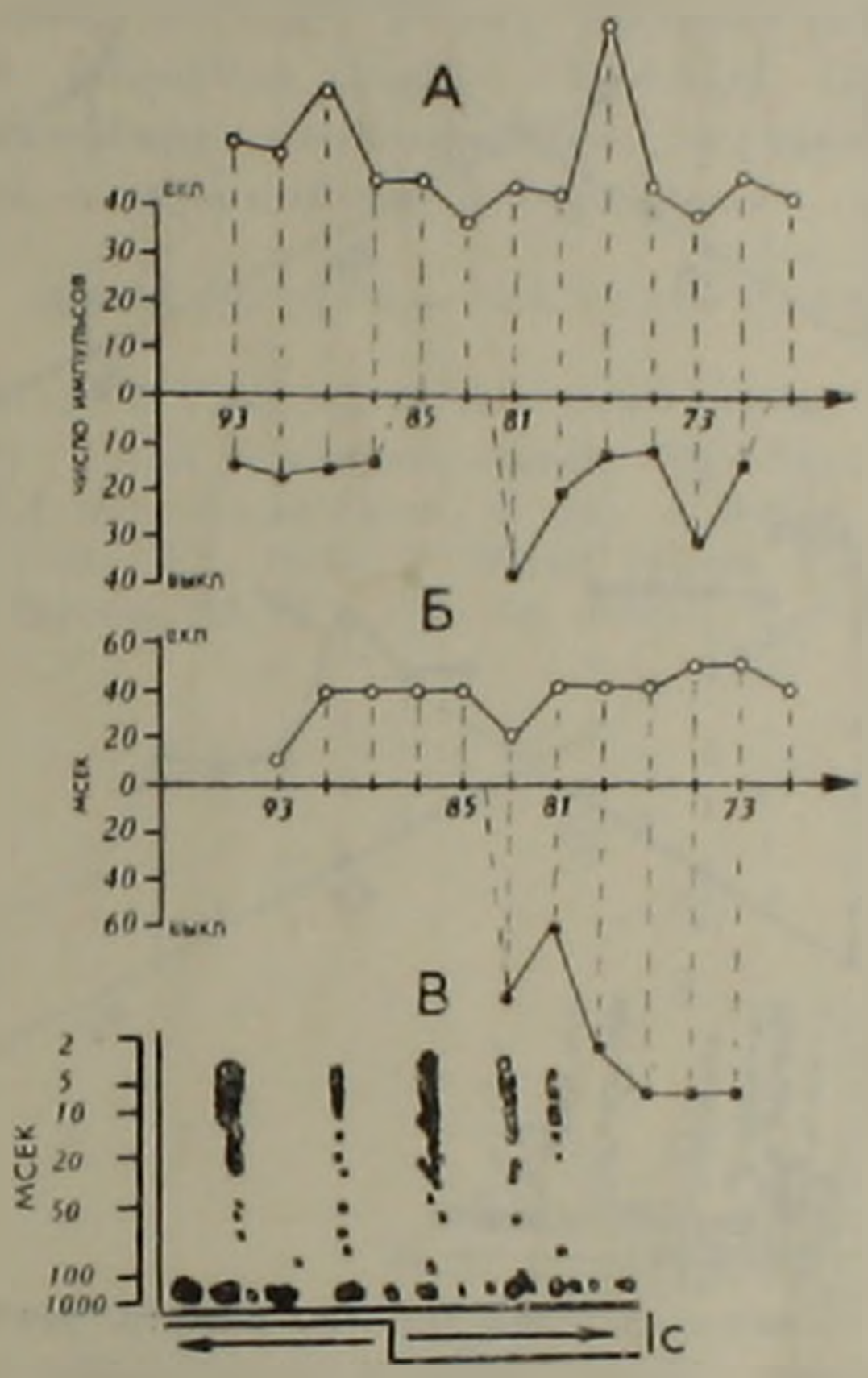


Рис. 1. Рецептивное поле нейрона с молчащей зоной на выключение света. *А*—распределение числа импульсов; *Б*—латентных периодов ответов по горизонтальной оси рецептивного поля; *В*—ответ на движение стимула.
На оси абсцисс—горизонтальная ось рецептивного поля в градусах, на оси ординат—число импульсов и латентные периоды ответов (*мсек*) нейрона на включение и выключение света

Таким образом, на основании представленных данных можно заключить, что по своему строению рецептивные поля зрительно-чувствительных нейронов пульвинара распределяются на шесть групп. Структура рецептивных полей первых трех групп нейронов сходна с таковой нейронов текто-претектальной области [2,3]. Четвертая и пятая группы нейронов обладают рецептивными полями, близкими по своей структуре с рецептивными полями нейронов проекционной зрительной коры и латерального коленчатого тела [4,5]. Особый интерес представляет шестая группа рецептивных полей с неравномерным распределением возбудимых и невозбудимых элементов. Нейроны, обладающие такими

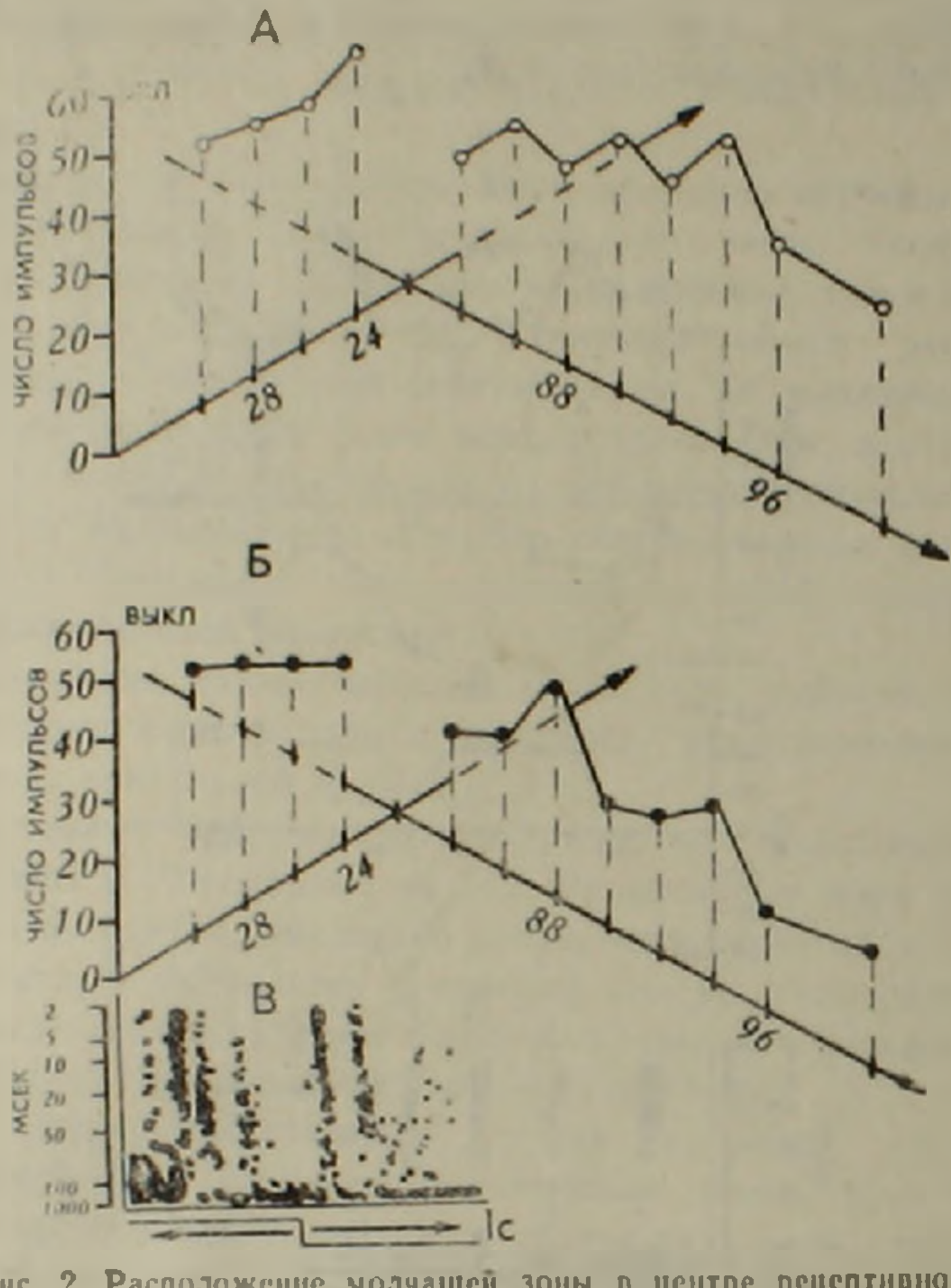


Рис. 2. Расположение молчащей зоны в центре рецептивного поля нейрона. *А, Б*—распределение числа импульсов на включение и выключение светового пятна на горизонтальной и вертикальной осях рецептивного поля; *В*—ответ нейрона на движение светового стимула

рецептивными полями, обычно имеют мультимодальные ответы на движущийся или на стационарный световой стимул. Создается впечатление, что рецептивное поле имеет множественные разрядные центры. Такая дискретная структура рецептивного поля, очевидно, благоприятствует точному восприятию направления и скорости движения предмета в поле зрения.

Институт физиологии Академии наук
Армянской ССР

Ա. Ա. ՀԵՔԻՄՅԱՆ, Գ. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Բ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ-ԿՈՉԱԿ

Պուլվինարի նեյրոնների ռեցեպտիվ դաշտերի կառուցվածքային առանձնահատկությունները

Ուր փորձի պայմաններում նարկոզի չենթարկված կատուների մոտ միկրոէլեկտրոդային գրանցման օգնությամբ ուսումնասիրվել է տեսաթմբի կորզի նեյրոնների դաշտերի կառուցվածքը։

Փորձերը ցույց են տվել, որ հետազոտված ոեցեպտիվ դաշտերի մեծ մասն իր կառուցվածքով նման է տեսողական անալիզատորի ենթակեղևային և կեղևային այլ կենտրոնների նեյրոնների ոեցեպտիվ դաշտերին։ Հայտնաբերված են նաև ոեցեպտիվ դաշտեր, որոնք օժտված են բոլորովին այլ կարգի կառուցվածքով, որոնք անվանվել են բազմակենտրոն դաշտեր։ Այդ դաշտերը յուրահատուկ են տեսաթմբի կորիզի նեյրոնների համար և հավանարար ֆունկցիոնալ տեսակետից մասնագիտացված են ընկալել առարկայի շարժման ուղղությունն ու արագությունը տեսադաշտում։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. А. Экимян, Г. Е. Григорян, Б. А. Арутюнян-Козак,* ДАН Арм. ССР, 1977, т. LXV, № 4 (1977). [2] *B. A. Harutlunian-Kozak,* Acta Phys. Polonica, XXIII, № 1, 1—17 (1972). [3] *B. A. Harutlunian-Kozak, K. Dec. A. Wrobel,* Acta Neurobiol. Exp. 33, № 5, 563—573 (1973). [4] *D. Hubel, T. Wiesel,* Physiol., 160, № 1, 106—154 (1962). [5] *P. Hammond,* J. Physiol., 228, № 1, 115—138 (1973).