ISSN 0321–1339

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ

Том 99 № 4

1999

Խմբագրական խորհուրդ

Գ.Ա.ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. թեկնածու (պատ. քարտուղար), Է.Գ.ԱՖՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Գ.Ե.ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Է.Ս.ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ.Վ.ԴՈՎԼԱԹՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ա.Ա.ԹԱԼԱԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ.Հ.ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Կ.Գ.ՂԱՐԱԳՅՈՉՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Յու.Հ.ՇՈՒՔՈՒՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Ֆ.Տ.ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Դ.Մ.ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Վ.Բ.ՖԱՆԱՐՋՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս

Редакционная коллегия

Г.А.АРЗУМАНЯН, канд. техн. наук (отв. секретарь), Э.Г.АФРИКЯН, академик НАН Армении, Г.Е.БАГДАСАРЯН, академик НАН Армении, Э.С.ГАБРИЭЛЯН, академик НАН Армении, В.В.ДОВЛАТЯН, академик НАН Армении (зам. отв. редактора), В.О.КАЗАРЯН, академик НАН Армении, К.Г.КАРАГЕЗЯН, академик НАН Армении, Ф.Т.САРКИСЯН, академик НАН Армении, Д.М.СЕДРАКЯН, академик НАН Армении (отв. редактор), А.А.ТАЛАЛЯН, академик НАН Армении, Ю.Г.ШУКУРЯН, академик НАН Армении, В.В.ФАНАРДЖЯН, академик НАН Армении

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Կ.Լ.Ավետիսյան – Կոտորակային ինտեգրման և ինտեգրալ ներկայացումների մասին շրջանում հարմոնիկ ֆունկցիաների դասերում 301

Լ.Ջ.Գևորգյան – Տարրի պատկերների նորմերի լոկալ գնահատականը և Ռիդ-Հալմոշի անհավասարության ճշգրտումը 306

ԻՆՖՈՐՄԱՏԻԿԱ

Վ.Ռ.Ղազարյան – Բիայնական սեպագրերի կոմպյուտերացումը 312

ԱՌԱՁԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Լ.Ա.Ադալովյան, Լ.Մ.Խալաթյան – Օրթոտրոպ շերտի ստիպողական տատանումների ասիմպտոտիկան խառը եզրային պայմանների դեպքում 315

Ն.Գ.Ասրյան, Ս.Գ.Սահակյան – Չնափոխվող բութ կոնի ներթափանցումը անսեղմելի անհամասեռ հեղուկի մեջ 322

Ս.Գ.Սահակյան, Ի.Հ.Վարդանյան – Ուղղածիգ-անհամասեռ առածգական միջավայրի համար հակահարթ խնդրի ֆունդամենտալ լուծումը 328

ՖԻԶԻԿԱ

Ա.Ժ.Մուրադյան, Հ.Լ.Հարությունյան – Մողուլացված բնակեցվածության ամպլիտուդների կոհերենտ կուտակում. Ատոմների ցրոմը հանդիպակաց լուսային իմպուլսների դաշտում 334

Ա.Մ.Իշխանյան – Կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների ասիմետրիկ դիֆրակցիայի ադիաբատ մոդել 341

Ն.Ա.Ղորխմազյան, Ն.Ն.Ղորխմազյան – Քվարկ-լեպտոնային համաչափության խնդիրը 347

ՀԻԴՐԱՎԼԻԿԱ

Հ.Վ.Թոքմաջյա , Կ.Խ.Հովսեփյան, Տ.Ա.Քալանթարյան, Վ.Ռ.Նազինյան – Օպերացիոն հաշվարկի կիրառումը ջրամբարի աշխատանքի ռեժիմը ուսումնասիրելու համար 351

ԵՐԿՐԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ռ.Ա.Մանդալյան – Հայաստանի տարածքի մի շարք բեկվածքային գոնաներում կարբոնատային ապարների կառուցվածքա- վերահսկողական վերափոխումների մասին 356

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Մ.Հ.Սահակյան, Ա.Զ.Փեփոյան, Լ.Հ.Կիրակոսյան, Հ.Ռ.Եպիսկոպոսյան, *Հ.Գ.Կարապետյան, Ա.Հ.Կարապետյան, Ա.Ա.Շահինյան, Կ.Գ.Ղարագյոզյան* – Միջավայրի թթվայնության ազդեցությունը Escherichia coli շտամների աճման և բազմացման պրոցեսների վրա 362

ԿԵՆՍԱՔԻՄԻԱ

Վ.Ս.Ապրիկյան, Ա.Ա.Գալոյան – Հիպոթալամուսային նոր պոլիպեպտիդի հակաբակտերիական ակտիվությունը 367

ՀԻԴՐՈՊՈՆԻԿԱ

Ս.Խ.Մայրապետյան – Ջրա-շիթային հիդրոպոնիկա 372

ԿԵՆԴԱՆԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ս.Խ.Պիպոյան, Մ.Հ.Սահակյան – Արարատյան հարթավայրի ջրամբարների գուստերայի Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) կարգաբանական կարգավիճակի մասին 375

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Հ.Հ.Մկրտչյան, Ա.Ռ.Սարգսյան, Կ.Պապաթեոդորոպուլոս, Ջ.Կոստոպուլոս – Հասակից կախված սինապտիկ փոխանցման փոփոխությունների հետազոտություն նմանակման մոդելավորման մեթոդով 382

Ք.Վ.Ղազարյան, Վ.Յ.Վանցյան, Ա.Ս.Տիրայան, Ռ.Ռ.Հակոբյան – Հիստամինի միջոցով նատրիում- կալցիում փոխանակման մեխանիզմի դերը միզածորանի ինքնաբուխ ակտիվության կարգավորման գործում 387

Ի.Գ.Սարգսյան – Սոմատասենսոր կեղևի հրահրված պատասխանների էլեկտրաֆիզիոլոգիական անալիզը Երկնագույն Բծի վնասման ժամանակ 392

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

К.Л.Аветисян – О дробном интегрировании и интегральных представлениях в классах гармонических функций в круге 301

Л.З.Геворкян – Локальная оценка норм итераций элемента и уточнение неравенства Рида–Халмоша 306

ИНФОРМАТИКА

В.Р.Казарян – Компьютеризация урартской (биайнийской) клинописи . . . 312

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

Л.А.Агаловян, Л.М.Халатян – Асимптотика вынужденных колебаний ортотропной полосы при смешанных граничных условиях 315

Н.Г.Асрян, С.Г.Саакян – Проникание тупого деформируемого конуса в несжимаемую неоднородную жидкость 322

С.Г.Саакян, И.А.Варданян – Фундаментальное решение антиплоской задачи для вертикально-неоднородной упругой среды 328

ФИЗИКА

А.Ж.Мурадян, Г.Л.Арутюнян – Когерентная аккумуляция модулированных амплитуд вероятности: рассеяние атомов в поле встречных световых импульсов . 334

А.М.Ишханян – Адиабатическая модель асимметричной дифракции атомов в поле стоячей волны 341

Н.А.Корхмазян, Н.Н.Корхмазян – Проблема кварк-лептонной симметрии . . 347

ГИДРАВЛИКА

О.В.Токмаджян, К.Х.Овсепян, Т.А.Калантарян, В.Р.Назинян – Применение операционного исчисления для исследования режимов работы водохранилищ 351

ГЕОЛОГИЯ

Р.А.Мандалян – О структурно-контролируемых преобразованиях карбонатных пород в ряде разломных зон территории Армении 356

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

М.О.Саакян, А.З.Пепоян, Л.А.Киракосян, А.Р.Епископосян, О.Г.Карапетян, А.О.Карапетян, А.А.Шагинян, К.Г.Карагезян – Влияние кислотности среды на рост и размножение штаммов Escherichia coli 362

БИОХИМИЯ

В.С.Априкян, А.А.Галоян – Антибактериальная активность нового гипоталамического полипептида 367

ГИДРОПОНИКА

С.Х.Майрапетян – Струйная гидропоника 372

ЗООЛОГИЯ

С.Х.Пипоян, М.О.Саакян – О таксономическом статусе густеры Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) водоемов Араратской равнины 375

ФИЗИОЛОГИЯ

О.А.Мкртчян, А.Р.Саркисян, К.Папатеодоропулос, Дж.Костопулос – Исследование возрастнозависимых изменений синаптической передачи методом имитационного моделирования 382

К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, А.С.Тираян, Р.Р.Акопян – Роль Na^{+}–Ca^{++}-обменного механизма в регуляции гистамином спонтанной активности мочеточника 387

И.Г.Саркисян – Электрофизиологический анализ вызванных ответов соматосенсорной коры при повреждении Голубого Пятна 392

CONTENTS

MATHEMATICS

K.L.Avetisian – On fractional integration and integral representations in classes of harmonic functions on the disk 301

L.Z.Gevorkyan – Local estimate for iterations of an element and a refinement of the Halmos-Reid inequality 306

INFORMATION THEORY

V.R.Ghazarian – The computerization of Urartian (Biaynian) cuneiform 312

THEORY OF ELASTICITY

L.A.Aghalovyan, L.M.Khalatyan – Asymptotics of forced vibrations of ortotrop stripe in the mixed boundary conditions 315

N.G.Asryan, S.G.Sahakyan – Penetration of blunt deformable cone in imcompressible inhomogeneous liquid 322

S.G.Sahakyan, I.H.Vardanyan – The foundamental solution of antiplane problem for the vertical-nonhomogeneous elastic media 328

PHYSICS

A.Zh.Muradyan, H.L.Haroutyunyan – Coherent accumulation of modulated probability amplitudes: scattering of the atoms in the field of counterpropagating light pulses 334

A.M.Ishkhanyan – Adiabatic model of asymmetric diffraction of atoms in the field of a standing wave 341

N.A.Korkhmazyan, N.N.Korkhmazyan – The quark-lepton symmetry problem 347

HYDRAULICS

H.V.Tockmajyan, K.Ch.Hovsepyan, T.A.Qalantaryan, V.R.Nazinyan – Reservoirs working regimes researches with application of operational calculation 351

GEOLOGY

R.A.Mandalyan – About structure – controlled transformations of carbonate rocks in a number of fault zones of the territory of Armenia 356

MOLECULAR BIOLOGY

M.O.Sahakian, A.Z.Pepoyan, L.H.Kirakosian, H.R.Episkoposian, O.G.Karapetian, A.O.Karapetian, A.A.Shahinian, K.G.Karageuzian – The influence of medium-acidity on the growth and reproduction processes of strains of Escherichia coli 362

BIOCHEMISTRY

V.S.Aprikyan, A.A.Galoyan – Antibacterial activity of a new hypothalamic polypeptide 367

HYDROPONICS

S.K.Mairapetyan – Water stream hydroponics 372

ZOOLOGY

S.Kh.Pipoyan, M.O.Sahakyan – Tacsonomic status of Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) in the tanks of Ararat valley 375

PHYSIOLOGY

H.H.Mkrtchian, A.R.Sargsyan, C.Papatheodoropoulos, G.Kostopoulos – Investigation of age-related changes of synaptic transmission by means of computer simulation 382

K.V.Kazarian, V.Ts.Vantsian, A.S.Tirayan, R.R.Hakobian – The role of the Na^+–Ca^{2+} – exchange mechanism in the histamine regulation of the ureter spontaneous activity 387

I.G.Sarkisian – The electrophysiological analysis of the evoked responses in the somatosensory cortexsafter the destruction of the Locus coeruleus 392

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280 фирмы RICOH

Заказ №017. Тираж 200. Сдано в набор 09.06.2000. Подписано к печати 15.07.2000.

Печ. лист 6,25. Бумага KYM-ultra. Цена договорная.

Издательство "Гитутюн" НАН РА 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24–г.

Адр.ред. 375019, Ереван, по. Маршала Баграмяна 24-г, IIIэт, к.13, т.27-36-95

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

МАТЕМАТИКА

УДК 517.57 + 517.547

К. Л. Аветисян

О дробном интегрировании и интегральных представлениях в классах гармонических функций в круге

(Представлено академиком НАН Армении Н.У.Аракеляном 11/III 1999)

1. Пусть $\mathbf{D}$ – единичный круг комплексной плоскости, а $u(z)=u(re^{i\theta})$ комплекснозначная измеримая $\mathbf{D}$ функция. Положим

$$M_p(u;r)=\begin{cases}\left(\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{-\pi}^{\pi}\left|u\left(re^{i\theta}\right)\right|^p d\theta\right)^{1/p}, & 0<p<\infty,\\ ess\sup_{-\pi<\theta<\pi}\left|u\left(re^{i\theta}\right)\right|, & q=\infty,\end{cases}\qquad 0\le r<1.$$

Через $h(p,q,\alpha)$ и $H(p,q,\alpha)$ $(0<p,\ q\le\infty,\ \alpha>0)$ обозначим пространства гармонических и, соответственно, голоморфных в $\mathbf{D}$ функций с конечной квазинормой

$$\|u\|_{p,q,\alpha}=\begin{cases}\left(\displaystyle\int_0^1(1-r)^{\alpha q-1}M_p^q(u;r)dr\right)^{1/q}, & 0<q<\infty,\\ \sup_{0\le r<1}(1-r)^{\alpha}M_p(u;r), & q=\infty.\end{cases}$$

Очевидно, что $H(p,q,\alpha)\subset h(p,q,\alpha)$. Дробное интегродифференцирование в классах $h(p,q,\alpha)$ и $H(p,q,\alpha)$ было впервые исследовано Харди, Литтлвудом и Пэли ([1-3]), а наиболее полно – М.Тейблсоном ([4]) и Т.Флеттом ([5,6]). Вопросы интегральных представлений в этих классах указанными авторами не изучались. В случае $p=q$ интегральные представления с плоскими интегралами по всему кругу были впервые получены М.М.Джрбашяном ([7,8]).

Введем в рассмотрение оператор дробного интегродифференцирования Римана–Лиувилля:

$$D^{-\alpha}u(re^{i\theta})=\frac{1}{\Gamma(\alpha)}\int_0^r(r-t)^{\alpha-1}u(te^{i\theta})dt=\frac{r^{\alpha}}{\Gamma(\alpha)}\int_0^1(1-\sigma)^{\alpha-1}u(\sigma z)d\sigma,$$

$$D^0u(z)=u(z),\quad D^{\alpha}u(z)=\frac{\partial^n}{\partial r^n}D^{-(n-\alpha)}u(z),\quad z=re^{i\theta},$$

где $0<\alpha<\infty, n$ – целое, $n-1<\alpha<n$. Определим также операторы $\mathcal{D}^{-\beta}=r^{-\beta}D^{-\beta}$, $\mathcal{D}^{\beta}=D^{\beta}r^{\beta}$ $(\beta>0)$. Запись $T:A\to B$ будет означать, что оператор T ограниченно действует из A в B, т.е. $\|Tf\|_B\le C\|f\|_A$, $\forall f\in A$, где $C=\text{const}$ – не зависящая от f постоянная.

Рассмотрим отображения

$$\mathcal{D}^{-\beta}:h(p,q,\alpha)\to X,$$

где наша задача будет состоять в описании классов X при различных значениях $\beta\in IR$. Наиболее полное решение этой задачи дано Т.Флеттом ([5]).

$$\mathcal{D}^{-\beta}:h(p,q,\alpha)\to h(p,q,\alpha-\beta),\quad \text{если } -\infty<\beta<\alpha,\ 0<p,q\le\infty, \tag{1}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}:h(p,q,\alpha)\to h^{p},\quad \text{если } \beta=\alpha,\ 0<p<\infty,\ 0<q\le\min\{2,p\}, \tag{2}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}:h(p,q,\alpha)\to h^{1/(\alpha+1/p-\beta)},\quad \text{если } \alpha<\beta<\alpha+1/p,$$

$$0<p<\infty,\ 0<q\le\frac{1}{\alpha+1/p-\beta}, \tag{3}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}:h(p,q,\alpha)\to h^{\infty},\quad \text{если } \beta=\alpha+1/p,\ 0<p\le\infty,\ 0<q\le 1. \tag{4}$$

При этом соотношения (1)–(4) не верны при остальных значениях и $q>0$.

2. Для формулировки основных результатов настоящей заметки введем в рассмотрение ряд функциональных классов. Пусть $h(\mathbf{D})$ и $H(\mathbf{D})$ – множества всех (комплекснозначных) гармонических и голоморфных функций в $\mathbf{D}$; h^p, H^p – известные классы Харди. Через BMO обозначим пространство функций с ограниченной средней осцилляцией на единичной окружности: $\text{BMOh}=h^2\cap\text{BMO}$, $\text{BMOA}=H^2\cap\text{BMO}$ (см. ([9])). Хорошо известно, что $\text{BMO}\subset L^p(\partial\mathbf{D})$, $0<p<\infty$. Будем рассматривать также функции из "плоского" BMO и писать BMOh (area), BMOA (area) (см. ([9])).

Через $\Lambda_{\alpha}^{p,q}(0<\alpha<2, 1\le p,q\le\infty)$ обозначим пространство О.В.Бесова, состоящее из тех измеримых функций $f(\theta)$, у которых конечна норма

$$\|f\|_{\Lambda_{\alpha}^{p,q}}=\begin{cases}\|f\|_p+\left(\int_{-\pi}^{\pi}|t|^{-1-\alpha q}\|f(\theta+t)+f(\theta-t)-2f(\theta)\|_p^q\,dt\right)^{1/q}, & 1\le q<\infty,\\ \|f\|_p+\sup_{|t|>0}|t|^{-\alpha}\|f(\theta+t)+f(\theta-t)-2f(\theta)\|_p, & q=\infty,\end{cases}$$

где $\|\cdot\|_p\equiv\|\cdot\|_{Lp}$. В случае произвольных $\alpha>0$ и $0<q\le\infty$ эта норма может быть заменена на

$$\|f\|_{\Lambda_{\alpha}^{p,q}}=\|\mathcal{D}^{\beta}u\|_{p,q,\beta-\alpha},$$

где $\beta > \alpha$, $u = u(re^{i\theta})$ – интеграл Пуассона функции $f(\theta)$. Положим $h\Lambda_\alpha^{p,q} = h(\mathbf{D}) \cap \Lambda_\alpha^{p,q}$ и $H\Lambda_\alpha^{p,q} = H(\mathbf{D}) \cap \Lambda_\alpha^{p,q}$.

3. Заметим, что результаты Т.Флетта (1)–(4) ([6]) не содержат случаи $\beta > \alpha + 1/p$ и $\beta = \alpha + 1/p$, $q > 1$. Следующая теорема восполняет этот пробел.

Т е о р е м а 1. *Следующие соотношения верны для всех* q, $0 < q \le \infty$:

$$\mathcal{D}^{-\beta}: h(p,q,\alpha) \to h^p, \quad \text{при } \beta > \alpha,\ 1 \le p \le \infty, \tag{5}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}: h(p,q,\alpha) \to \mathrm{BMOh(area)}, \quad \text{при } \beta = \alpha + 1/p,\ p = \infty, \tag{6}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}: h(p,q,\alpha) \to \mathrm{BMOh}, \quad \text{при } \beta = \alpha + 1/p,\ 0 < p < \infty, \tag{7}$$

$$\mathcal{D}^{-\beta}: h(p,q,\alpha) \to h\Lambda^{\infty,\infty}_{\beta-\alpha-1/p}, \quad \text{при } \beta > \alpha + 1/p,\ 0 < p \le \infty. \tag{8}$$

Эти же соотношения справедливы для голоморфных подклассов. При $\beta = 1$ и некоторых частных значениях $p = q > 1$ и α работы ([10-12]). Теорема 1 позволяет получить интегральные представления классов $h(p,q,\alpha)$ и $H(p,q,\alpha)$, в которых интеграл, в отличие от ([7,8]), распространен по границе круга.

Т е о р е м а 2. *Пусть* $1 \le p \le \infty$, $0 < q \le \infty$, $\alpha > 0$. *Тогда*: .

1°. *Пространство* $H(p,q,\alpha)$ *совпадает с множеством функций* $g(z)$, *представимых в виде*

$$g(z) = \frac{\Gamma(\beta+1)}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\frac{2}{\left(1 - e^{-it} z\right)^{\beta+1}} - 1 \right] \varphi_1(t)\,dt + iC, \qquad z \in \mathbf{D}, \tag{9}$$

или в виде

$$g(z) = \frac{\Gamma(\beta+1)}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\mathrm{Re} \frac{2}{\left(1 - e^{-it} z\right)^{\beta+1}} - 1 \right] \varphi_2(t)\,dt, \qquad z \in \mathbf{D}, \tag{10}$$

где $\beta > \alpha$, $\mathrm{Im}\, C = 0$ – *произвольные числа*, $\varphi_1(t)$ *и* $\varphi_2(t)$ – *функции класса* $\Lambda^{p,q}_{\beta-\alpha}$, *причем* $\varphi_1(t)$ *вещественнозначна, а* $\varphi_2(t)$ *допускает голоморфное продолжение в* $\mathbf{D}$.

2°. *Если обозначить*

$$(T_\beta \varphi)(z) = \frac{\Gamma(\beta+1)}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\mathrm{Re} \frac{2}{\left(1 - e^{-it} z\right)^{\beta+1}} - 1 \right] \varphi(t)\,dt,$$

то пространство $h(p,q,\alpha)$ *совпадает с множеством функций* $u(z)$, *представимых в виде*

$$u(z) = (T_\beta \varphi_3)(z), \qquad z \in \mathbf{D}, \tag{11}$$

где $\beta > \alpha$, $\varphi_3(t)$ – *функции класса* $\Lambda^{p,q}_{\beta-\alpha}$.

3°. *Оператор* $T_\beta(\beta>\alpha)$ *определяет изоморфизм класса* $\Lambda^{p,q}_{\beta-\alpha}$ *на* $h(p,q,\alpha)$, *а также класса* $H\Lambda^{p,q}_{\beta-\alpha}$ *на* $H(p,q,\alpha)$.

4°. *Функции* φ_1, φ_2, φ_3 *из* (9)–(11) *могут быть определены следующими формулами обращения* $(\beta>\alpha)$:

$$\varphi_1(\theta)=\lim_{r\to 1-}\mathcal{D}^{-\beta}\operatorname{Re} g(re^{i\theta}),\ \text{п. в.}\ \ \theta\in[-\pi,\pi],$$

$$\varphi_2(\theta)=\lim_{r\to 1-}\mathcal{D}^{-\beta}g(re^{i\theta}),\qquad \text{п. в.}\ \ \theta\in[-\pi,\pi],$$

$$\varphi_3(\theta)=\lim_{r\to 1-}\mathcal{D}^{-\beta}u(re^{i\theta}),\qquad \text{п. в.}\ \ \theta\in[-\pi,\pi].$$

Отметим, что при $p=q=1$ схожие представления для иных классов A^α Неванлинны–Джрбашяна были получены Ф.А.Шамояном ([13,14]). Классы $H(p,p,\alpha/p)$ совпадают с классами H^p_α, М.М.Джрбашяна ([7,8]). Так что соответствующие специальные случаи теорем 1 и 2 имеют место для классов H^p_α.

Представление (9) можно считать аналогом интегральной формулы Шварца, а представления (10) и (11) – аналогами формулы Пуассона для голоморфных и гармонических функций. Очевидно, что имеет место и аналог интегральной формулы Коши.

Следующее неравенство хорошо известно для голоморфных функций или для гармонических функций, принадлежащих более узким классам.

Лемма 1. *Если* $0<p,\ q\le\infty,\ \alpha>0,$ *и* $u(z)\in h(p,q,\alpha),$ *то*

$$|u(z)|\le\frac{C\|u\|_{p,q,\alpha}}{(1-|z|)^{\alpha+1/p}},\quad z\in\mathbf{D},\tag{12}$$

где постоянная $C=C(p,q,\alpha)$ *не зависит от* u.

Неравенство (12) непосредственно следует из неравенств Гельдера и Харди-Литтлвуда для гармонических функций (см. например, [9], гл. III, лемму 3.7).

Из леммы 1 получается следующая

Лемма 2. *Если* $0<p,\ q\le\infty,\ \alpha>0,$ *то*

$$h(p,q,\alpha)\subset h(p_0,q_0,\beta),\ \text{при}\ \beta>\alpha+1/p,\ 0<p_0,q_0\le\infty,\tag{13}$$

$$h(p,q,\alpha)\subset h(p,q_0,\beta),\ \text{при}\ \beta>\alpha,\ 0<q_0\le\infty.\tag{14}$$

Лемма 2 позволяет получить интегральные представления, аналогичные (9)–(11), в случае, когда $p<1$.

Ереванский государственный университет
Институт математики НАН Армении

Կ. Լ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Կոտորակային ինտեգրման և ինտեգրալ ներկայացումների մասին շրջանում հարմոնիկ ֆունկցիաների դասերում

Հոդվածում բացահայտված է, թե ինչպես է գործում Ռիման-Լիուվիլլի կոտորակային ինտեգրման օպերատորը միավոր շրջանում հարմոնիկ կամ հոլոմորֆ ֆունկցիաների $h(p,q,\alpha)$, $H(p,q,\alpha)$ կշռային դասերում: Թեորեմ 1-ը լրացնում է այդ ասպարեզում Տ.Ֆլետտի ([5,6]) հայտնի արդյունքները: Մյուս կողմից, դրանց հիման վրա ստացված են նեոագոտվող կշռային դասերի ինտեգրալ պարամետրական ներկայացումներ: Մասնավոր դեպքում, երբ $p=q$ և $\alpha=\beta/p$, դիտարկվող $H(p,q,\alpha)$ դասերը համընկնում են Մ.Մ.Ջրբաշյանի ([7,8]) H^p_β դասերի հետ, որոնք սահմանվում են

$$\int_0^1\int_{-\pi}^{\pi}(1-r)^{\beta-1}\left|f(re^{i\theta})\right|^p rdrd\theta<+\infty$$

պայմանով: Հետևաբար, բերված արդյունքները տեղի ունեն նաև H^p_β դասերի համար: Ի տարբերություն Մ.Մ.Ջրբաշյանի ([7,8]) ինտեգրալ ներկայացումների ստացված ներկայացումների մեջ ինտեգրալը տարածված է շրջանի եզրով, այլ ոչ թե շրջանով:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *G.H.Hardy, J.E.Littlewood*, Math. Zeit, v.34, p.403-439 (1932). [2] *J.E.Littlewood, R.E.A.C.Paley*, Proc. London Math. Soc., v.(2) 42, p.52-89 (1936). [3] *G.H.Hardy, J.E.Littlewood*, Quart. J. Math. (Oxford), v.12, p.221-256 (1941). [4] *M.H.Taibleson*, J. Math. Mech., v.13, p.407-479 (1964). [5] *T.M.Flett*, J. Math. Anal. Appl., v.38, p.746-765 (1972). [6] *T.M.Flett*, J. Math. Anal. Appl., v.39, p.125-158 (1972). [7] *М.М.Джрбашян*, ДАН АрмССР, т.3, №1, с.3-9 (1945). [8] *М.М.Джрбашян*, Сообщ. Ин-та математики и механики АН АрмССР, вып.2, с.3-40 (1948). [9] *J.B.Garnett*, Bounded Analytic Functions, Academic Press, N.Y., 1981. [10] *P.J.Eenigenburg*, Quart. J. Math. (Oxford), v.32, p.313-322 (1981). [11] *А.Забулёнис*, Литовск. мат. сб., т.24, №1, с.53-59 (1984). [12] *F.Holland, J.B.Twomey*, J. London Math. Soc., v.(2) 17, p.275-283 (1978). [13] *Ф.А.Шамоян*, ДАН АрмССР, т.90, №3, с.99-103 (1990). [14] *Ф.А.Шамоян*, Мат. заметки, т.52, №1, с.128-140 (1992).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

МАТЕМАТИКА

УДК 517.984

Л. З. Геворкян

Локальная оценка норм итераций элемента и уточнение неравенства Рида–Халмоша

(Представлено академиком НАН Армении В.С.Захаряном 3/V 1999)

Пусть A – оператор (ограниченный), действующий в банаховом пространстве X. Из определения нормы оператора

$$\|A\| = \sup_{x\neq 0} \frac{\|Ax\|}{\|x\|}$$

следует оценка

$$\|A^n x\| \le \|A^n\| \cdot \|x\|, \; n \in \mathbb{N},$$

которая в некоторых случаях оказывается грубой. Мы приведем ниже более точную оценку, учитывающую индивидуальные особенности элемента для специального, но достаточно обширного класса операторов. Заметим, что он охватывает, например, класс нормальных операторов в случае, когда X – гильбертово пространство.

Определение 1. *Линейное преобразование A, действующее в банаховом пространстве X, с областью определения $D(A)$, называется паранормальным, если для любого $x \in D(A^2)$ имеет место неравенство*

$$\|Ax\|^2 \le \|A^2 x\| \cdot \|x\|. \tag{1}$$

Нетрудно заметить, что для $x \in \bigcap_{n\in Z^+} D(A^n)$ отсюда следует

$$\|A^n x\|^2 = \|AA^{n-1}x\|^2 \le \|A^{n+1}x\| \cdot \|A^{n-1}x\|. \tag{2}$$

Пример 1. Пусть M оператор умножения на независимую переменную в пространстве Фишера $\mathcal{F}(\mathbb{C})$, состоящем из целых функций, удовлетворяющих условию

$$\iint |f(z)|^2 e^{-(x^2+y^2)} dxdy < \infty, \quad z = x + iy.$$

Воспользовавшись неравенством Шварца, нетрудно установить, что M паранормален. Так как

$$\left\|z^n\right\|^2 = \frac{1}{\pi}\iint |z|^{2n} e^{-(x^2+y^2)}dxdy = n!,$$

то M не может быть ограниченным. С другой стороны, ясно, что $\bigcap_{n\in Z^+} D(M^n)$ содержит множество всех полиномов, следовательно, оно всюду плотно в $\mathcal{A}(\mathbf{C})$.

Предложение 1. *Пусть преобразование A паранормально. Тогда для любого $n \in N$*

$$\|x\|\cdot\left(\frac{\|Ax\|}{\|x\|}\right)^n \le \|A^n x\| \le \|x\|\cdot\left(\lim_{k\to\infty}\|A^k x\|^{\frac{1}{k}}\right)^n. \qquad (3)$$

Доказательство. Для краткости введем обозначение $s_n = \|A^n x\|$. Тогда условие (2) можно переписать в виде $s_n^2 \le s_{n+1}\cdot s_{n-1}$, т.е. частное $a_n = s_{n+1}/s_n$ монотонно возрастает и, следовательно, имеет предел (конечный или бесконечный). Известно (см., например [1], с.274), что

$$\lim\frac{s_{n+1}}{s_n} = \lim\sqrt[n]{s_n}.$$

Ввиду монотонности a_n

$$\lim\sqrt[n]{s_n} = \sup\frac{s_{n+1}}{s_n}.$$

Пользуясь методом математической индукции, нетрудно доказать справедливость следующего неравенства:

$$s_n \le s_{p+n}^{\frac{n}{p+n}}\cdot s_0^{\frac{p}{p+n}},\ p, n \in N.$$

Устремляя p к бесконечности при фиксированном n, получим правую часть неравенства (3). Оценка же снизу получается из вышеприведенного неравенства при $n=1$, $p=m-1$, т.е.

$$s_1^m \le s_m\cdot s_0^{m-1}.$$

Введем обозначение $r(x,A) = \lim\|A^k x\|^{\frac{1}{k}}$ и назовем это число спектральным радиусом элемента x относительно оператора A. Рассмотрим множество

$$X(A,\varepsilon) = \{x \in X: \|A^n x\| \le \varepsilon^n\cdot\|x\|\ n \in N\},$$

где ε – произвольное положительное число.

Определение 2. *Оператор A называется эквипаранормальным, если оператор $A-\lambda I$ при любом $\lambda \in \mathbf{C}$ паранормален.*

Предложение 2. *Пусть оператор A эквипаранормален. Тогда $X(A,\varepsilon)$ является замкнутым спектральным подпространством оператора A, связанным с кругом $\{\lambda: |\lambda| \le \varepsilon\}$.*

Доказательство. Нетрудно заметить, что условия $x \in X(A,\varepsilon)$ и $r(x,A) \le \varepsilon$ эквивалентны. Как показано в ([2]), из эквипаранормальности A следует, что он удовлетворяет условиям спектральности (A) и (C) Данфорда, следовательно $X(A,\varepsilon)$ является замкнутым спектральным подпространством оператора A, связанным с кругом $\{\lambda:|\lambda| \le \varepsilon\}$. Доказанное выше утверждение известно для нормальных операторов (см., например ([3]), задача 153). В частности, $X(A,\varepsilon)$ является максимальным инвариантным относительно A подпространством, где норма сужения $A|_{X(\alpha,\varepsilon)}$ оператора A на $X(A,\varepsilon)$ не превосходит ε.

Пример 2. Пусть m – пространство всех ограниченных последовательностей $\{\alpha_k\}_0^\infty$ с нормой $\sup_k|\alpha_k|$ и A – оператор, определяемый последовательностью $\{a_k\} \in m$

$$A\{\alpha_0,\alpha_1,\ldots,\alpha_k,\ldots\} = \{a_0\alpha_0, a_1\alpha_1,\ldots,a_k\alpha_k,\ldots\}.$$

Найдем спектральный радиус элемента $\{\alpha_k\}_0^\infty$. Имеем

$$\lim_{n\to\infty}\left(\sup_k|a_k^n\alpha_k|\right)^{\frac{1}{n}} = \lim_{n\to\infty}\sup_k|a_k|\cdot|\alpha_k|^{\frac{1}{n}} = \sup_{m,\alpha_m\neq 0}|\alpha_m|.$$

Таким образом, спектральное подпространство оператора A, связанное с кругом $\{\lambda:|\lambda| \le \varepsilon\}$, состоит из элементов, для которых $\alpha_j = 0$, если $|\alpha_j| > \varepsilon$.

Пример 3. Пусть A – оператор (преобразование Стилтьеса), действующий в $L^2(0,\infty)$ по формуле

$$(Af)(x) = \int_0^\infty \frac{f(t)dt}{x+t}.$$

Функции f, для которых

$$F(s) = \int_0^\infty t^{is-\frac{1}{2}} f(t)dt$$

равна нулю п.в. при $|s| < a$, принадлежат спектральному подпространству, связанному с кругом $\left\{\lambda:|\lambda| \le \frac{\pi}{ch2\pi^2 a}\right\}$.

Взяв в неравенстве (3) $n = 1$, получим

$$\|Ax\| \le r(x,A)\cdot\|x\|. \tag{4}$$

Эта оценка содержательна лишь тогда, когда предел справа конечен. В случае, когда A ограничен, имеем

$$r(x,A) \le r(A), \tag{5}$$

где $r(A)$ – спектральный радиус оператора A.

Заметим, что неравенство (4), вообще говоря, неверно для произвольного оператора. Действительно, если V – вольтерровский оператор интегрирования, действующий в пространстве $L^2(0,1)$ по формуле

$$(Vf)(x) = \int_0^x f(t)dt,$$

то $r(V) = 0$, следовательно, $r(f,V) = 0$ и неравенство (4) не может иметь места ни для одного элемента пространства $L^2(0,1)$, за исключением функции, тождественно равной нулю.

Укажем теперь одно применение неравенства (4). В.Рид доказал ([4]) следующее утверждение. Пусть A – произвольный, а G – неотрицательный операторы в гильбертовом пространстве такие, что GA самосопряжен. Тогда

$$\left|(GAx,x)\right| \le \left\|A\right\| \cdot (Gx,x).$$

П.Халмош ([3], Задача 82) улучшил этот результат, заменив $\left\|A\right\|$ на $r(A)$. Дальнейшее уточнение произведено в нашей работе ([5]). Здесь мы получим локальный вариант серии таких неравенств.

Самосопряженность произведения эквивалентна неравенству $A^*G = GA$. Введем обозначение $s_n = \left\|JA^n x\right\|$, где J – неотрицательный квадратный корень из G.

Тогда

$$s_n^2 = \left(GA^n x, A^n x\right) = \left(A^* GA^{n-1} x, A^n x\right) =$$

$$= \left(JA^{n-1} x, JA^{n+1} x\right) \le \left\|JA^{n-1} x\right\| \cdot \left\|JA^{n+1} x\right\| = s_{n+1} \cdot s_{n-1}$$

Следовательно

$$\left|(GAx,x)\right| = (JAx,Jx) \le \left\|JAx\right\| \cdot \left\|Jx\right\| \le (Gx,x) \cdot \lim \left\|JA^n x\right\|^{\frac{1}{n}}.$$

Более простым (ввиду отсутствия оператора J), но и менее точным является неравенство

$$\left|(GAx,x)\right| \le (Gx,x) \cdot \underline{\lim} \left\|A^n x\right\|^{\frac{1}{n}}, \tag{6}$$

где $\underline{\lim}$ означает нижний предел.

Очевидно, что (6) является усилением не только неравенства Рида, но также и уточнения Халмоша.

Замечание 1. Нетрудно заметить, что неравенство (6) сохраняет смысл также в случае неограниченного преобразования A, если только нижний предел существует.

Неравенства типа вышеуказанного имеют место также при немного более общих предположениях. Например, имеет место следующее

Предложение 3. *Пусть A и B – произвольные, а G – неотрицательный операторы в гильбертовом пространстве и пусть $BG = GA$ и $BGB^* \le A^*GA$. Тогда*

$$\left|\left(GA^n x, x\right)\right| \le \left(Gx, x\right)\cdot\left(\lim_{r\to\infty}\left\|JA^k x\right\|^{\frac{1}{k}}\right)^n, \quad n \in \mathbf{N}.$$

Доказательство. Пусть снова $s_n = \left\|JA^n x\right\|$. Тогда

$$\left\|JB^* x\right\|^2 = \left(GB^* x, B^* x\right) = \left(A^* Gx, B^* x\right) =$$

$$= \left(x, BGB^* x\right) \le \left(x, A^* GAx\right) = \left\|JAx\right\|^2$$

и

$$s_n^2 = \left(GA^n x, A^n x\right) = \left(BGA^{n-1} x, A^n x\right) =$$

$$= \left(JA^{n-1} x, JB^* A^n x\right) \le \left\|JA^{n-1} x\right\| \cdot \left\|JB^* A^n x\right\| \le s_{n+1} \cdot s_{n-1}.$$

Следовательно

$$\left|\left(GA^n x, x\right)\right| \le \left\|JA^n x\right\| \cdot \left\|Jx\right\| \le \left\|Jx\right\|^2 \cdot \left(\lim_{k\to\infty}\left\|JA^k x\right\|^{\frac{1}{k}}\right)^n =$$

$$= \left(Gx, x\right)\cdot\left(\lim_{k\to\infty}\left\|JA^k x\right\|^{\frac{1}{k}}\right)^n.$$

Замечание 2. В условии Рида $B^* = A$, в другом случае, когда $G = I$, $B = A$ и оператор A удовлетворяет условию $AA^* \le A^* A$, т.е. A гипонормален. Само неравенство $BGB^* \le A^* GA$ выглядит довольно необозримым. Покажем, что равенство двух этих операторов может быть обеспечено простым алгебраическим условием коммутирования A и B^*. Действительно, $BGB^* = GAB^* = GB^* A = A^* GA$.

Государственный инженерный университет Армении

Լ. Զ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Տարրի պատկերների նորմերի լոկալ գնահատականը և Ռիդ-Հալմոշի անհավասարության ճշգրտումը

Բանախի տարածություններում գործող օպերատորների որոշակի դասի համար ստացվել է տարրի հաջորդական պատկերների նորմերի երկկողմանի գնահատական, մասնավորապես վերևից՝ տարրի սպեկտրալ շառավղի աստիճանների և նրա նորմի արտադրյալով: Այն օգտագործվել է նորմալ օպերատորների սպեկտրալ եզրատարածությունների Հալմոշի հայտնի նկարագրությունը էկվիպարամետրալ օպերատորների վրա տարածելու համար: Որպես կիրառություն ստացվել է Հալմոշ-Ռիդի ճշգրտված անհավասարություններ էապես ավելի լայն դասի օպերատորների համար:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Г.М.Фихтенгольц*, Курс дифференциального и интегрального исчислений, т.2 М., Наука, 1963. [2] *Л.З.Геворкян*, ДНАН Армении, т.97, №4, с.11-16 (1997). [3] *П.Халмош*, Гильбертово пространство в задачах, М., Мир, 1967. [4] *W.Reid*, Duke Math J., v.18, p.41-56 (1951). [5] *Л.З.Геворкян*, Изв. НАН Армении, Математика, т.29, №3, с.72-75 (1998).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ԻՆՖՈՐՄԱՏԻԿԱ

УДК 621.391.254

Վ. Ռ. Ղազարյան

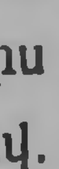
Բիայնական սեպագրերի կոմպյուտերացումը

(Ներկայացված է Հայաստանի Գ.ԱԱ ակադեմիկոս Յու.Հ.Շուքուրյանի կողմից 3/VIII 1999)

Կոմպյուտերային տեխնիկայի հույժ արագ զարգացման հետ կապված վերջին տարիներին խնդիր առաջացավ բիայնական սեպագիր արխիվը տեղափոխել կոմպյուտերի հիշողություն: Այդ խնդիրը հեշտությամբ լուծելի է սեպագրի լատինատառ տառադարձության կիրառմամբ: Սակայն մինչ օրս ստեղծված չէր այնպիսի միջոց, որը հնարավորություն տար այդ ամենն իրականացնել առանց սեպագիրը տառադարձելու: Այսօր այդ միջոցը ստեղծված է: Կոմպյուտերի համար գրված այս տառատեսակը մեր կողմից ստեղծվել և վերջնականապես մշակվել է 1998թ.: Տառատեսակի կոմպյուտերային անունն է Cuneiform.ttf:

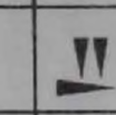
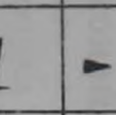
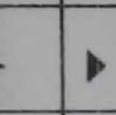
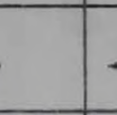
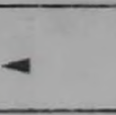
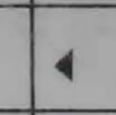
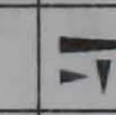
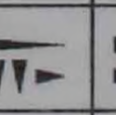
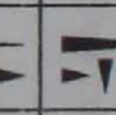
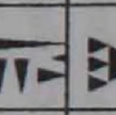
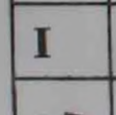
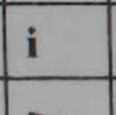
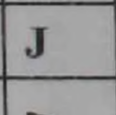
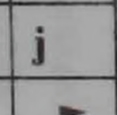
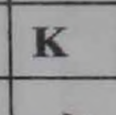
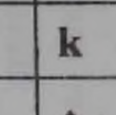
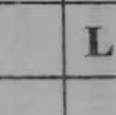
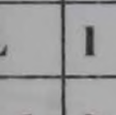
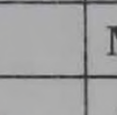
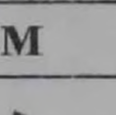
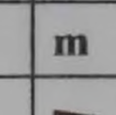
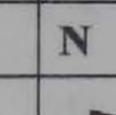
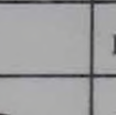
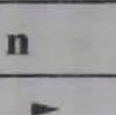
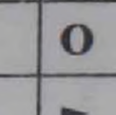
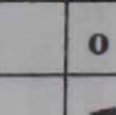
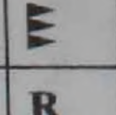
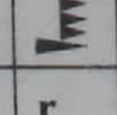
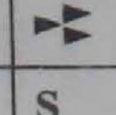
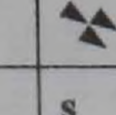
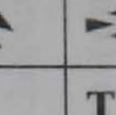
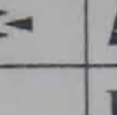
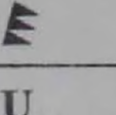
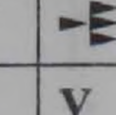
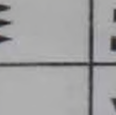
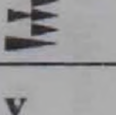
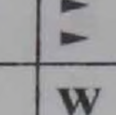
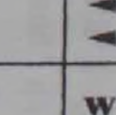
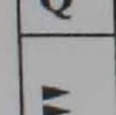
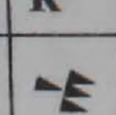
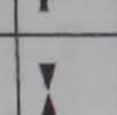
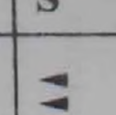
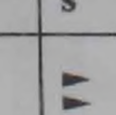
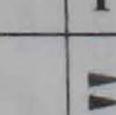
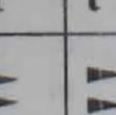
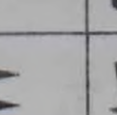
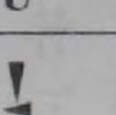
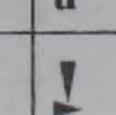
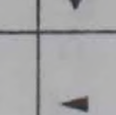
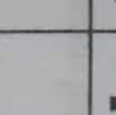
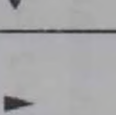
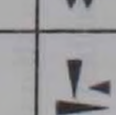
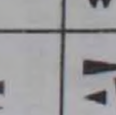
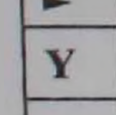
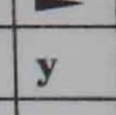
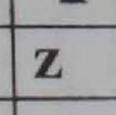
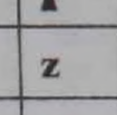
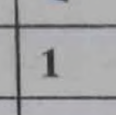
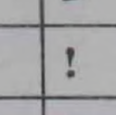
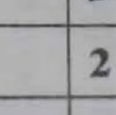
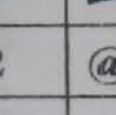
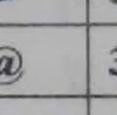
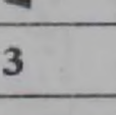
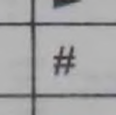
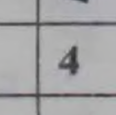
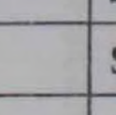
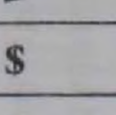
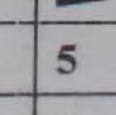
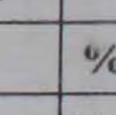
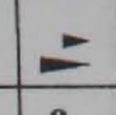
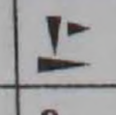
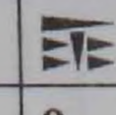
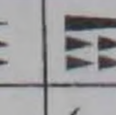
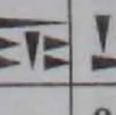
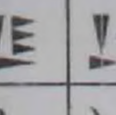
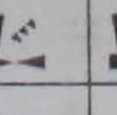
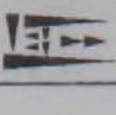
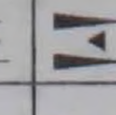
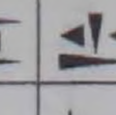
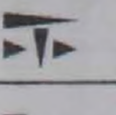
Սեպագիրը կոմպյուտերի հիշողություն ներմուծելու խնդրի բարդությունն այն էր, որ սեպագիր նշանների քանակը ընդհանուր առմամբ 1000-ի չափ է, իսկ կոմպյուտերի ստեղնաշարի ընձեռնած հնարավորությունները թույլ չեն տալիս 101-102 նշանից ավել առանձին սիմվոլ ներմուծել: Մինչ օրս դա արվում էր անարդյունավետ, ոչ օպտիմալ և խիստ աշխատատար կերպով. յուրաքանչյուր տեքստ նախ ձեռքով արտագրվում էր և ապա սկաներով ներմուծվում կոմպյուտեր:

Բիայնական սեպագիրը ասուրականի մի պարզեցված տարբերակ է, որում նախ պակասեցվել է մեկ նշանին համապատասխանող վանկերի և իմաստների քանակը և, որն ամենակարևորն է, վերացվել է սեպի մի անկյունից շարունակվող գիծը: Որպես օրինակ կարելի է բերել հետևյալ երկու նշանների ձևափոխությունը՝ կապված բիայնական գրային ռեֆորմի հետ:

	Ասուրական	Բիայնական
աշ		
մաշ		

Այս պարզեցումը թույլ է տալիս բիայնական սեպագիր նշանները տարրալուծել մի քանի պարզագույն բաղադրիչների: Օրինակ, նույն «աշ» վանկը կարելի է վերածել երկու պարզագույն ուղղահայաց բաղադրիչի՝ և , երբ ասուրականում

Cuneiform .ttf

A	a	B	b	C	c	D	d	E	e	F	f	G	g	H	h
															
I	i	J	j	K	k	L	l	M	m	N	n	O	o	P	p
															
Q	q	R	r	S	s	T	t	U	u	V	v	W	w	X	x
															
Y	y	Z	z	1	!	2	@	3	#	4	$	5	%	6	^
															
7	&	8	*	9	(	0	)	_	-	+	=	{	[	}	]
															
:	;	"	'	|	\	<	,	>	.	?	/	~	`		
															

դա գործնականորեն անհնար է: Նույն բաղադրիչը մտնում է, օրինակ, «ա» վանկի կազմի մեջ, որն իր հերթին վեր է ածվում և ուղղահայաց բաղադրիչների և այսպես շարունակ: Աշխատանքի ընթացքում պարզվեց, որ նման բաղադրիչների քանակը անհամեմատ ավելի քիչ է, քան բիայնական սեպագրում օգտագործված նշանների քանակը: Այսպիսով, ունենալով անհրաժեշտ բաղադրիչների լրիվ բազմություն (բազիս), կարելի է հավաքել ցանկացած բիայնական սեպագիր արձանագրություն: Սա է մեր մեթոդի էությունը:

Սակայն նշենք, որ խնդիրը լուծելի է միայն բիայնական, պարսկական և ուգարիթյան (պարզեցված) սեպագրերի համար: Շումերական, աքադական, ասուրական, էլամական և այլ սեպագիր գրային համակարգերի համար այս մեթոդով այն գործնականում անլուծելի է:

Ստորև ներկայացնում ենք տառատեսակի ստեղնաշարային նշանացանկը:

Ստորև, որպես օրինակ, բերենք այդ տառատեսակի (ծրագրի) օգնությամբ տպված սեպագիր մի քանի հատուկ անուն.

 Արգիշտի

 Մենուա

 Սարդուրի

 Տուշպա քաղաք

 Բիայնա երկիր

В. Р. Казарян

Компьютеризация урартской (биайнийской) клинописи

Общеизвестно, что урартская монументальная клинопись восходит к новоассирийской клинописной системе. Известно также, что при заимствовании урартская клинопись, претерпев изменения, значительно упростилась, вследствии чего существенно сократились значения одного символа и несколько изменилась форма знаков. Благодаря этому стало возможным разбиение знаков урартской клинописной системы на составляющие части, число которых намного меньше числа символов в исходной системе, что и позволило совместить их с клавиатурой компьютера. В результате любой урартский клинообразный текст можно набрать на компьютере.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

УДК 539.3

Академик НАН Армении **Л. А. Агаловян, Л. М. Халатян**

Асимптотика вынужденных колебаний ортотропной полосы при смешанных граничных условиях

(Представлено 21/IV 1999)

Вопросы определения частот собственных колебаний изотропных и анизотропных полос и пластин асимптотическим методом рассмотрены в [1-6]. Представляет большой интерес рассмотрение вопросов о вынужденных колебаниях, которые являются основополагающими, в частности, для фундаментостроения и сейсмостойкого строительства [7,8]. В работе рассматриваются вынужденные колебания ортотропной полосы при различных граничных условиях динамической теории упругости. Определены амплитуды вынужденных колебаний, установлены условия отсутствия резонанса.

Рассмотрим вынужденные колебания ортотропной полосы $D=\{x,y: x\in[0,l],\ |y|\le h,\ h<<l\}$, вызванные перемещениями, сообщаемыми нижней кромке полосы. Задача, в частности, моделирует колебания фундамента сооружения под сейсмическим воздействием. Требуется решить динамические уравнения плоской задачи ортотропного тела [9,10]

$$\frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial y}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2},\quad \frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{yy}}{\partial y}=\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}=a_{11}\sigma_{xx}+a_{12}\sigma_{yy},\qquad \frac{\partial v}{\partial y}=a_{12}\sigma_{xx}+a_{22}\sigma_{yy}, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}=a_{66}\sigma_{xy}$$

при следующих двух типах граничных условий

а) $$u(-h)=u_0^-(\xi)\exp(i\Omega t),\quad v(-h)=v_0^-(\xi)\exp(i\Omega t),$$

$$\sigma_{xy}(h)=0,\ \sigma_{yy}(h)=0,\quad \xi=x/l, \tag{1.2}$$

Հայաստանի գիտությունների ազգային ակադեմիայի գրադարան

б) $u(-h)=u_0^-(\xi)\exp(i\Omega t)$, $v(-h)=v_0^-(\xi)\exp(i\Omega t)$,

$u(h)=0$, $v(h)=0$, $\xi=x/l$, (1.3)

где a_{ik} – коэффициенты упругой податливости, ρ – плотность слоя, $u_0^-(\xi)$, $v_0^-(\xi)$ – компоненты вектора перемещения. Условиям при $x=0,l$ для данного класса задач соответствуют вынужденные колебания в зоне пограничного слоя, они требуют отдельного рассмотрения ([10,11]).

Решение системы (1.1) при условиях (1.2) будем искать в виде

$$\sigma_{xx}=\sigma_{11}(x,y)e^{i\Omega t},\ \sigma_{yy}=\sigma_{22}(x,y)e^{i\Omega t},\ \sigma_{xy}=\sigma_{12}(x,y)e^{i\Omega t},$$
$$u=u_1e^{i\Omega t},\quad v=v_1e^{i\Omega t}, \tag{1.4}$$

Подставив (1.4) в (1.1), получим

$$\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial y}=-\rho\Omega^2u_1,\quad \frac{\partial\sigma_{12}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{22}}{\partial x}=-\rho\Omega^2v_1,$$
$$\frac{\partial u_1}{\partial x}=a_{11}\sigma_{11}+a_{12}\sigma_{22},\quad \frac{\partial v_1}{\partial y}=a_{12}\sigma_{11}+a_{22}\sigma_{22}, \tag{1.5}$$
$$\frac{\partial u_1}{\partial x}+\frac{\partial v_1}{\partial y}=a_{66}\sigma_{12}.$$

В свою очередь, чтобы найти решение системы (1.5), перейдем к безразмерным переменным $\xi=x/l$, $\zeta=y/h$ и безразмерным компонентам вектора перемещения $U=u_1/l$, $V=v_1/l$. Решение вновь полученной системы будем искать в виде

$$\sigma_{11}=\varepsilon^{-1+s}\sigma_{11}^{(s)}(\xi,\zeta),\ \sigma_{12}=\varepsilon^{-1+s}\sigma_{12}^{(s)}(\xi,\zeta)\ \ \sigma_{22}=\varepsilon^{-1+s}\sigma_{22}^{(s)}(\xi,\zeta),$$
$$U=\varepsilon^sU^{(s)},\ V=\varepsilon^sV^{(s)},\ s=\overline{0,N}. \tag{1.6}$$

Подставив (1.6) в преобразованную систему (1.5), для определения коэффициентов асимптотического разложения получим систему

$$\frac{\partial\sigma_{12}^{(s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial\sigma_{11}^{(s-1)}}{\partial\xi}+\omega_*^2U^{(s)}=0,\ \frac{\partial\sigma_{22}^{(s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial\sigma_{12}^{(s-1)}}{\partial\xi}+\omega_*^2V^{(s)}=0,$$
$$\frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial\xi}=a_{11}\sigma_{11}^{(s)}+a_{12}\sigma_{22}^{(s)},\quad \frac{\partial V^{(s)}}{\partial\zeta}=a_{12}\sigma_{11}^{(s)}+a_{22}\sigma_{22}^{(s)}, \tag{1.7}$$
$$\frac{\partial U^{(s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial V^{(s-1)}}{\partial\xi}=a_{66}\sigma_{12}^{(s)},\qquad \omega_*^2=\rho h^2\Omega^2.$$

Из системы (1.7) все компоненты тензора напряжений можно выразить через $U^{(s)}, V^{(s)}$. Имеем формулы

$$\sigma_{11}^{(s)}=-\frac{a_{12}}{A_{21}}\frac{\partial V^{(s)}}{\partial\zeta}+\frac{a_{22}}{A_{21}}\frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial\xi},$$

$$\sigma_{12}^{(s)} = \frac{1}{a_{66}} \frac{\partial U^{(s)}}{\partial \zeta} + \frac{1}{a_{66}} \frac{\partial V^{(s-1)}}{\partial \xi}, \tag{1.8}$$

$$\sigma_{22}^{(s)} = \frac{1}{A_{11}} \frac{\partial V^{(s)}}{\partial \zeta} - \frac{a_{12}}{A_{21}} \frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial \xi}.$$

Для определения же $U^{(s)}, V^{(s)}$ имеем

$$\frac{\partial^2 U^{(s)}}{\partial \zeta^2} + a_{66}\omega_*^2 U^{(s)} = f_1^{(s-1)},$$

$$\frac{\partial^2 V^{(s)}}{\partial \zeta^2} + A_{11}\omega_*^2 V^{(s)} = f_2^{(s-1)}, \tag{1.9}$$

где

$$f_1^{(s-1)} = \left(\frac{A_{21} + A_{12}}{A_{21}}\right) \frac{\partial^2 V^{(s-1)}}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{A_{22}}{A_{21}} \frac{\partial^2 U^{(s-2)}}{\partial \xi^2},$$

$$f_2^{(s-1)} = \left(\frac{A_{21} + A_{12}}{A_{66}}\right) \frac{\partial^2 U^{(s-1)}}{\partial \xi \partial \zeta} + \frac{A_{21}}{A_{66}} \frac{\partial^2 V^{(s-2)}}{\partial \xi^2}, \tag{1.10}$$

$$A_{11} = \left(a_{11}a_{22} - a_{12}^2\right)/a_{11},\ A_{21} = a_{11}a_{22} - a_{12}^2,$$

$$A_{12} = -a_{12}a_{66},\ A_{22} = a_{22}a_{66},\ A_{66} = a_{11}a_{66}. \tag{1.11}$$

При $s = 0$ правые части уравнений системы (1.9), тождественно равны нулю и уравнения становятся независимыми. При $s > 0$ они должны быть решены совместно. Решение системы (1.9) при $s = 0$ будем искать в виде

$$U^{(0)}(\xi,\zeta) = u_0(\xi)\bar{u}_0(\zeta),\ \ V^{(0)}(\xi,\zeta) = v_0(\xi)\bar{v}_0(\zeta). \tag{1.12}$$

Подставив (1.12) в однородные уравнения (1.9), получим обыкновенные дифференциальные уравнения относительно $\bar{u}_0(\zeta), \bar{v}_0(\zeta)$. Решениями этих уравнений будут

$$\bar{u}_0(\zeta) = c_1 \sin\omega_* \sqrt{a_{66}}\zeta + c_2 \cos\omega_* \sqrt{a_{66}}\zeta,$$

$$\bar{v}_0(\zeta) = c_3 \sin\omega_* \sqrt{A_{11}}\zeta + c_4 \cos\omega_* \sqrt{A_{11}}\zeta. \tag{1.13}$$

Используя (1.8), (1.13) имеем

$$\sigma_{12}^{(0)}(\zeta) = \frac{\omega_*}{\sqrt{a_{66}}}\left(c_1 \sin\omega_* \sqrt{a_{66}}\zeta - c_2 \cos\omega_* \sqrt{a_{66}}\zeta\right),$$

$$\sigma_{22}^{(0)}(\zeta) = \frac{\omega_*}{\sqrt{A_{11}}}\left(c_3 \sin\omega_* \sqrt{A_{11}}\zeta - c_4 \cos\omega_* \sqrt{A_{11}}\zeta\right) \tag{1.14}$$

Удовлетворив граничным условиям (1.2), получим две раздельные системы относительно $C_1^{(0)}(\xi)=c_1u_0(\xi)$, $C_2^{(0)}(\xi)=c_2u_0(\xi)$, $C_3^{(0)}(\xi)=c_3v_0(\xi)$, $C_4^{(0)}(\xi)=c_4v_0(\xi)$, решив которые, получим

$$C_1^{(0)}(\xi)=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}u_0^-(\xi)\sin\omega_*\sqrt{a_{66}},$$

$$C_2^{(0)}(\xi)=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}u_0^-(\xi)\cos\omega_*\sqrt{a_{66}},$$

$$C_3^{(0)}(\xi)=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}v_0^-(\xi)\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}, \qquad (1.15)$$

$$C_4^{(0)}(\xi)=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}v_0^-(\xi)\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}.$$

В силу (1.15) решение будет конечным, если

$$\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}\neq 0, \quad \cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}\neq 0,$$

т.е
$$\omega_*\neq\frac{\pi(2n+1)}{4\sqrt{a_{66}}} \quad \omega_*\neq\frac{\pi(2n+1)}{4\sqrt{A_{11}}}. \qquad (1.16)$$

Частоты (1.16) соответствуют частотам собственных колебаний ортотропной полосы (^{1}) при однородных граничных условиях, соответствующих (1.2), т.е. при совпадении частоты Ω возмущающего воздействия с частотами собственных колебаний будет происходить резонанс. Чтобы избежать резонанса, необходимо так подобрать параметры полосы (основания, фундамента), чтобы выполнялись условия (1.16). Подставив (1.15) в (1.14), (1.13), (1.12), получим

$$U^{(0)}=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}u_0^-(\xi)\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}(1-\zeta),$$

$$V^{(0)}=\frac{1}{l\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}v_0^-(\xi)\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}(1-\zeta),$$

$$\sigma_{12}^{(0)}=\frac{\omega_*}{l\sqrt{a_{66}}\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}u_0^-(\xi)\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}(1-\zeta), \qquad (1.17)$$

$$\sigma_{22}^{(0)}=\frac{\omega_*}{l\sqrt{A_{11}}\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}v_0^-(\xi)\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}(1-\zeta).$$

2. При $s>0$ решением системы (1.9) является

$$U^{(s)}=U_0^{(s)}(\xi,\zeta)+U_\tau^{(s)},\ V^{(s)}=V_0^{(s)}(\xi,\zeta)+V_\tau^{(s)}, \qquad (2.1)$$

где $U_0^{(s)}$, $V_0^{(s)}$ – общие решения однородных, а $U_r^{(s)}$, $V_r^{(s)}$ – частные решения неоднородных уравнений (1.9). Решения однородных уравнений, как при $s=0$, будем искать в виде

$$U_0^{(s)}(\xi,\zeta)=u_0^{(s)}(\xi)\bar{u}_0^{(s)}(\zeta),\ V_0^{(s)}(\xi,\zeta)=v_0^{(s)}(\xi)\bar{v}_0^{(s)}(\zeta) \tag{2.2}$$

Следовательно, будем иметь

$$\begin{aligned} U^{(s)}(\xi,\zeta)&=C_1^{(s)}(\xi)\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}\zeta+C_2^{(s)}(\xi)\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}\zeta+U_r^{(s)}(\xi,\zeta),\\ V^{(s)}(\xi,\zeta)&=C_3^{(s)}(\xi)\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}\zeta+C_4^{(s)}(\xi)\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}\zeta+V_r^{(s)}(\xi,\zeta). \end{aligned} \tag{2.3}$$

Согласно (1.8) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^{(s)}=\frac{\omega_*}{\sqrt{a_{66}}}&\left(C_1^{(s)}(\xi)\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}\zeta-C_2^{(s)}(\xi)\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}\zeta\right)+\\ &+\frac{1}{a_{66}}\left(\frac{\partial U_r^{(s)}(\xi,\zeta)}{\partial\zeta}+\frac{\partial V^{(s-1)}}{\partial\xi}\right), \end{aligned} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{22}^{(s)}=\frac{\omega_*}{\sqrt{A_{11}}}&\left(C_3^{(s)}(\xi)\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}\zeta-C_4^{(s)}(\xi)\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}\zeta\right)+\\ &+\left(\frac{1}{A_{11}}\frac{\partial V_r^{(s)}(\xi,\zeta)}{\partial\zeta}-\frac{a_{12}}{A_{21}}\frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial\xi}\right). \end{aligned}$$

Используя (2.3),(2.4), удовлетворив условиям (1.2), получим

$$C_1^{(s)}(\xi)=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left(a_1^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}+a_2^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}\right),$$

$$C_2^{(s)}(\xi)=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left(a_1^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}+a_2^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}\right) \tag{2.5}$$

$$C_3^{(s)}(\xi)=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}\left(b_1^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}+b_2^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}\right),$$

$$C_4^{(s)}(\xi)=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}\left(b_1^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}+b_2^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}\right),$$

где

$$a_1^{(s)}=\frac{1}{l}u_0^{-(s)}(\xi)-U_r^{(s)}(\xi,-1),\ a_2^{(s)}=-\frac{1}{\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left(\frac{\partial U_r^{(s)}}{\partial\zeta}+\frac{\partial V^{(s-1)}}{\partial\xi}\right)_{\zeta=1},$$

$$b_1^{(s)}=\frac{1}{l}v_0^{-(s)}(\xi)-V_r^{(s)}(\xi,-1),\ b_2^{(s)}=-\frac{\sqrt{A_{11}}}{\omega_*}\left(\frac{1}{A_{11}}\frac{\partial V_r^{(s)}}{\partial\zeta}-\frac{a_{12}}{A_{21}}\frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial\xi}\right)_{\zeta=1}, \tag{2.6}$$

$$u_0^{-(0)}=u_0^-(\xi),\ v_0^{-(0)}=v_0^-(\xi),\ u_0^{-(s)}=v_0^{-(s)}=0,\ s>0$$

Подставив эти значения $C_i^{(s)}(\xi)$ в (2.3),(2.4), найдем решение для приближения S.

$$U^{(s)}=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left[a_1^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}(1-\zeta)+a_2^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}(1+\zeta)\right]+U_\tau^{(s)}(\xi,\zeta),$$

$$V^{(s)}=\frac{1}{\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}\left[b_1^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}(1-\zeta)+b_2^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}(1+\zeta)\right]+V_\tau^{(s)}(\xi,\zeta),$$

$$\sigma_{12}^{(s)}=\frac{1}{a_{66}}\left[\frac{\omega_*\sqrt{a_{66}}}{\cos 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left[a_1^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}(1-\zeta)+a_2^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}(1+\zeta)\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial U_\tau^{(s)}(\xi,\zeta)}{\partial\zeta}+\frac{\partial V^{(s-1)}}{\partial\xi}\right], \qquad (2.7)$$

$$\sigma_{22}^{(s)}=\frac{\omega_*}{\sqrt{A_{11}}\cos 2\omega_*\sqrt{A_{11}}}\left[b_1^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}(1-\zeta)+b_2^{(s)}\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}(1+\zeta)\right]+$$

$$+\frac{1}{A_{11}}\frac{\partial V_\tau^{(s)}(\xi,\zeta)}{\partial\zeta}-\frac{a_{12}}{A_{21}}\frac{\partial U^{(s-1)}}{\partial\xi}.$$

Подставив (2.7) в (1.6), (1.4), найдем окончательное решение поставленной задачи.

3. Удовлетворим граничным условиям (1.3). Используя (2.2), (2.3), (2.4), снова получим две раздельные системы относительно $C_1^{(s)}(\xi)$, $C_2^{(s)}(\xi), C_3^{(s)}(\xi), C_4^{(s)}(\xi)$, решив которые, получим

$$C_1^{(s)}(\xi)=\frac{a_2^{(s)}-a_1^{(s)}}{2\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}},\quad C_2^{(s)}(\xi)=\frac{a_1^{(s)}+a_2^{(s)}}{2\cos\omega_*\sqrt{a_{66}}},$$

$$C_3^{(s)}(\xi)=\frac{b_2^{(s)}-b_1^{(s)}}{2\sin\omega_*\sqrt{A_{11}}},\quad C_4^{(s)}(\xi)=\frac{b_1^{(s)}+b_2^{(s)}}{2\cos\omega_*\sqrt{A_{11}}}, \qquad (3.1)$$

где

$$a_1^{(s)}=\frac{1}{l}u_0^{(s)}(\xi)-U_\tau^{(s)}(\xi,-1),\quad a_2^{(s)}=-U_\tau^{(s)}(\xi,1),$$

$$b_1^{(s)}=\frac{1}{l}v_0^{(s)}(\xi)-V_\tau^{(s)}(\xi,-1),\quad b_2^{(s)}=-V_\tau^{(s)}(\xi,1), \qquad (3.2)$$

Решением задачи для произвольного s будет

$$U^{(s)}=\frac{1}{\sin 2\omega_*\sqrt{a_{66}}}\left[a_1^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}(1-\zeta)+\right.$$

$$\left.+a_2^{(s)}\sin\omega_*\sqrt{a_{66}}(1+\zeta)\right]+U_\tau^{(s)}(\xi,\zeta),$$

$$V^{(s)} = \frac{1}{\sin 2\omega_* \sqrt{A_{11}}} \Big[b_1^{(s)} \sin \omega_* \sqrt{A_{11}} (1-\zeta) + \\ + b_2^{(s)} \sin \omega_* \sqrt{A_{11}} (1+\zeta) \Big] + V_\tau^{(s)}(\xi, \zeta). \tag{3.3}$$

Подставив (3.3) в (1.4), (1.6), получим окончательное решение.

Институт механики НАН Армении

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս **Լ. Ա. ԱՂԱԼՈՎՅԱՆ, Լ. Մ. ԽԱԼԱԹՅԱՆ**

Օրթոտրոպ շերտի ստիպողական տատանումների ասիմպտոտիկան խառը եզրային պայմանների դեպքում

Ուսումնասիրվում են օրթոտրոպ շերտի ստիպողական տատանումները առաձգականության դինամիկական տեսության տարբեր եզրային պայմանների դեպքում: Դիտարկված խնդիրները, մասնավորապես, մոդելավորում են սեյսմիկ ազդեցությունները կառուցվածքների հիմքերի և հիմնատակերի վրա և կարևորվում են սեյսմակայուն շինարարության պահանջների տեսանկյունից:

Ստացված են դիտարկված խնդիրների ասիմպտոտիկ լուծումները, որոշված են ստիպողական տատանումների ամպլիտուդները:

Յույց է տրված, որ երբ արտաքին ազդեցության հաճախությունը համընկնում է շերտի սեփական տատանման հաճախության հետ, տեղի է ունենում ռեզոնանս: Նշվում են ռեզոնանսից զերծ մնալու պայմանները:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Л.А.Агаловян*, в сб.: Юбилейная науч. конф к 60-летию ГПИ. Гюмри. Изд. Высшая школа, 1994. [2] *Л.А.Агаловян, Л.С.Саркисян*, в сб.: Тр.18 Междунар. конф. по теории оболочек и пластин, РФ, Саратов, т.1, 1997. [3] *Л.С.Саркисян*, ДНАН Армении, т.97, №3, с.19-25 (1997). [4] *М.Л.Агаловян*, ДНАН Армении, т.96, №2-4, с.19-25 (1996). [5] *М.Л.Агаловян*, в сб.: Современные вопросы оптимального управления и устойчивости систем, Ереван, Изд. ЕГУ, 1997. [6] *Л.М.Халатян*, в сб.: Современные вопросы оптимального управления и устойчивости систем, Ереван, Изд. ЕГУ, 1997. [7] *В.З.Власов, Н.Н.Леонтьев*, Балки, плиты и оболочки на упругом основании, М., Физматгиз, 1960. [8] *В.Новацкий*, Динамика сооружений, М., Госстройиздат, 1963. [9] *С.Г.Лехницкий*, Теория упругости анизотропного тела, М., Наука, 1977. [10] *Л.А.Агаловян*, Асимптотическая теория анизотропных пластин и оболочек, М., Наука, 1997. [11] *М.Л.*Агаловян, в сб.: Современные вопросы оптимального управления и устойчивости систем, Ереван, Изд. ЕГУ, 1997.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

УДК 539.1

Н. Г. Асрян, С. Г. Саакян

Проникание тупого деформируемого конуса в несжимаемую неоднородную жидкость

(Представлено академиком НАН Армении Б.Л.Абрамяном 28/IV 1999)

В ранних исследованиях, относящихся к проникию тел в жидкость ([1]) и др.), не учитывались возможные деформации, происходящие в теле. В настоящей статье рассматривается задача о проникании тупого конуса в несжимаемую вертикально-неоднородную жидкость с учетом того, что в теле происходят пластические деформации.

Пусть тупой конус с вертикальной скоростью v проникает в несжимаемую вертикально-неоднородную жидкость, занимающую нижнее полупространство. Начало координат O возьмем в точке соприкосновения вершины конуса со свободной поверхностью жидкости, ось Or направим по свободной поверхности, ось z в глубь жидкости. Исходя из того, что конус тупой, граничные условия на поверхности конуса можно перенести на плоскость $z=0$. Задача имеет осевую симметрию.

В линейной постановке задачи о проникании тупого конуса в вертикально-неоднородную жидкость для потенциала φ, связанного с давлением P по формуле $P=-\rho_0\dfrac{\partial\varphi}{\partial t}$, где $\rho_0=\rho_1(0)$ – плотность жидкости на ее горизонтальной поверхности $z=0$, $\rho_1(z)$ – плотность вертикально-неоднородной жидкости, получается следующее уравнение ([1]):

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}-\frac{\rho_1'(z)}{\rho_1(z)}\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0. \qquad (1)$$

При установлении граничных условий предполагается, что давление, действующее на тело, настолько велико, что вызовет в нем пластические деформации. При такой постановке задачи, т.е. учитывая деформируемость конуса, можно получить следующие граничные условия ([2]):

$$\text{при } z=0 \begin{cases} \dfrac{\partial\varphi}{\partial z}+k_1\varphi=\nu, & 0<r<l(t) \\ \varphi=0, & l(t)<r<\infty, \end{cases} \tag{2}$$

где $k_1=-\dfrac{\rho_9}{\rho_T\varepsilon}$, ε – толщина стенки конуса, ρ_T – плотность материала тела, $l(t)$ – закон движений точек пересечения поверхности конуса со свободной поверхностью жидкости.

Таким образом, решение задачи о проникании тупого деформируемого конуса в неоднородную несжимаемую жидкость в линейной постановке сводится к решению уравнения (1) при граничных условиях (2).

Решение уравнения (1) будем искать в виде

$$\varphi=f(z)\cdot\Phi(r,z,t). \tag{3}$$

Подставляя выражение (3) в (1), получим

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}+\left(\frac{2f'}{f}-\frac{\rho_1'}{\rho_1}\right)\frac{\partial\Phi}{\partial z}+\left(\frac{f'}{f}-\frac{\rho_1'f'}{\rho_1 f}\right)\Phi=0. \tag{4}$$

Плотность $\rho_1(z)$ и неизвестная функция $f(z)$ определяются из условий

$$\frac{2f'}{f}-\frac{\rho_1'}{\rho_1}=-k,\quad \frac{f''}{f}-\frac{\rho_1'}{\rho_1}\cdot\frac{f'}{f}=0, \tag{5}$$

где k – произвольная постоянная.

Учитывая (5) и пользуясь граничными условиями (2), рассматриваемую задачу можно привести к решению уравнения

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}-k\frac{\partial\Phi}{\partial z}=0 \tag{6}$$

с граничными условиями

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=0}+\left[k_1+f'(0)\right]\Phi\big|_{z=0}=\nu,\ 0<r<l(t), \tag{7}$$

$$\Phi(r,0,t)=0,\quad l(t)<r<\infty, \text{ где принято } f(0)=1.$$

Решение системы (5) методом исключения приводится к исследованию дифференциального уравнения первого порядка следующего вида:

$$\tilde{u}'-\tilde{u}^2+\frac{k^2}{4}=0, \text{ где } \tilde{u}=\frac{\rho_1'}{2\rho_1}:$$

1) при $k=0$ $\rho_1=\rho_0\dfrac{h^2}{(z-h)^2}$, где $h=\dfrac{2\rho_0}{\rho_0}$; 2) при $k\neq 0$, $\tilde{u}=\pm\dfrac{k}{2}$

$\rho_1=\rho_0\exp(\pm kz)$; 3) при $k\neq 0$, $\tilde{u}\neq\pm\dfrac{k}{2}$ $\rho_1=\rho_0\left(ch\dfrac{k}{2}z+\dfrac{\rho_0}{\rho_0 k}sh\dfrac{k}{2}z\right)^{-2}$.

Для всех этих случаев функция $f(z)$ после использования (5) определится из соотношения $f(z)=\sqrt{\rho_1/\rho_0}\exp(-kz)$.

Теперь нетрудно найти $f'(0)$, входящий в граничные условия (7)

$$f'(0)=\frac{\rho_0'}{2\rho_0}-k. \tag{8}$$

Таким образом, рассматриваемая задача в конечном счете приводится к решению уравнения (6) с граничными условиями

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right|_{z=0}+k_2\Phi\big|_{z=0}=v,\ 0<r<l(t), \tag{9}$$

$$\Phi(r,0,t)=0,\qquad l(t)<r<\infty, \tag{10}$$

где $k_2=k_1+\frac{\rho_0'}{2\rho_0}-k.$

Отсюда следует, что вид граничных условий (9), (10) одинаков для вышеуказанных случаев, различаются они друг от друга лишь значениями коэффициента k_2.

Применяя метод разделения переменных, решение уравнения (6) запишем в виде ([1])

$$\Phi=\int_0^\infty f_1(\lambda)J_0(\lambda r)\exp\left[\left(\frac{k}{2}-\sqrt{\lambda^2+\frac{k^2}{4}}\right)z\right]d\lambda, \tag{11}$$

где $J_n(\lambda r)$ – функция Бесселя от действительного аргумента, $f_1(\lambda)$ – неизвестная функция.

Из уравнения (11), учитывая граничные условия (9), (10), получим

$$\int_0^\infty f_1(\lambda)J_0(\lambda r)\left(k_3-\sqrt{\lambda^2+\frac{k^2}{4}}\right)d\lambda=v,\ 0<r<l(t), \tag{12}$$

$$\int_0^\infty f_1(\lambda)J_0(\lambda r)d\lambda=0,\ r>l(t),\ k_3=\frac{k}{2}+k_2. \tag{13}$$

Введем обозначения $\rho=\frac{r}{l(t)},\ u=\lambda l(t),\ k_4=kl(t),\ k_5=k_3l(t).$

Тогда (12) и (13) примут вид

$$\int_0^\infty G(u)f_2(u)J_0(\rho u)du=-v,\ 0<\rho<1, \tag{14}$$

$$\int_0^\infty f_2(u)J_0(\rho u)du=0,\ \rho>1, \tag{15}$$

где $f_2(u)=\dfrac{f_1(u)}{l^2(t)}$, $G(u)=\sqrt{u^2+\dfrac{k_4^2}{4}}-k_5$.

Для определения неизвестной функции $f_2(u)$ имеем парные интегральные уравнения (14) и (15). Эти уравнения решаются по методу, предложенному Трантером ([3]).

Решение $f_2(u)$ ищется в виде

$$f_2(u)=u^{1-q}\sum_{m=0}^{\infty}a_m J_{2m+q}(u), \tag{16}$$

где a_m – неизвестные коэффициенты, m – положительное целое число или нуль, q – действительное и положительное число.

Пользуясь ([4]), можно показать, что

$$\int_0^{\infty}u^{1-q}J_{2m+q}(u)J_0(\rho u)du=0, \text{ при } \rho>1. \tag{17}$$

Подставляя (16) в (15) и имея в виду (17), получим

$$\int_0^{\infty}u^{1-q}\sum_{m=0}^{\infty}a_m J_{2m+q}(u)J_0(\rho u)du=\sum_{m=0}^{\infty}a_m\int_0^{\infty}u^{1-q}J_{2m+q}(u)J_0(\rho u)du=0 \text{ при } \rho>1.$$

Итак, функция (16) удовлетворяет условию (15). Остается выбирать коэффициенты a_m таким образом, чтобы функция $f_2(u)$ удовлетворяла также граничному условию (14).

Подставляя (16) в (14), получим

$$\int_0^{\infty}G(u)u^{1-q}\sum_{m=0}^{\infty}a_m J_{2m+q}(u)J_0(\rho u)du=-v, \quad 0<\rho<1. \tag{18}$$

Для определения коэффициентов a_m получается следующая бесконечная система уравнений:

$$a_0+\sum_{m=0}^{\infty}L_{m,0}a_m=-\frac{v2^{1-q}}{\Gamma(q)},\ a_s+\sum_{m=0}^{\infty}L_{m,s}a_m=0,\ s=1,2,3\ldots,$$

где $\Gamma(q)$ – гамма функция,

$$L_{m,n}=(4n+2q)\int_0^{\infty}u^{-1}\left[u^{2(1-q)}G(u)-1\right]J_{2m+q}(u)J_{2n+q}(u)du. \tag{19}$$

Решение этой системы находится методом итерации ([3])

$$a_n=-\frac{v2^{1-q}}{\Gamma(q)}\left(\delta_n-c_n+c_n'-c_n''+\ldots\right),\quad \delta_n=\begin{cases}1 & n=0\\ 0 & n>0\end{cases}\text{ при },$$

$$c_n = L_{0,n} \cdot c'_n = \sum_{m=0}^{\infty} L_{m,n} c_m, \quad c''_n = \sum_{m=0}^{\infty} L_{m,n} c'_m \quad \text{и т.д.}$$

Следуя ([1]), для нашего случая выражение L_{mn} можно записать в виде

$$L_{m,n} = (4n+3)\left[\frac{k_4^2}{4} - \int_0^{u_0} u^{-2}\left(\frac{1}{\sqrt{u^2+\frac{k_4^2}{4}}+u} - \frac{1}{2u}\right) J_{2m+\frac{3}{2}}(u) J_{2n+\frac{3}{2}}(u)du + \right.$$

$$\left. + \frac{k_4^2}{8}\int_0^{\infty} u^{-3} J_{2m+\frac{3}{2}}(u) J_{2n+\frac{3}{2}}(u)du - k_5 \int_0^{\infty} u^{-2} J_{2m+\frac{3}{2}}(u) J_{2n+\frac{3}{2}}(u)du\right]. \tag{20}$$

Или, пользуясь ([4]) и вычисляя несобственные интегралы, входящие в (20), получим

$$L_{m,n} = (4n+3)\left[\frac{k_4^2}{4}\int_0^{u_0} u^{-2}\left(\frac{1}{\sqrt{u^2+\frac{k_4^2}{4}}+u} - \frac{1}{2u}\right) J_{2m+\frac{3}{2}}(u) J_{2n+\frac{3}{2}}(u)du + \right.$$

$$+ \frac{k_4^2}{32}\frac{1}{\left(m+n+\frac{5}{2}\right)\left(m+n+\frac{3}{2}\right)\left(m+n+\frac{1}{2}\right)\Gamma(n-m+2)\Gamma(m-n+2)} - \tag{21}$$

$$\left. - \frac{k_5}{4}\frac{1}{(m+n+2)(m+n+1)\Gamma\left(n-m+\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(m-n+\frac{3}{2}\right)}\right].$$

Интеграл, входящий в (21), следует вычислить численным способом.

Значение функции Φ на смоченной части конуса будет

$$\Phi(r,0,t) = l(t)\int_0^{\infty} f_2(u) J_0(\rho u)du = l(t)\sum_{m=0}^{\infty} a_m \int_0^{\infty} u^{-\frac{1}{2}} J_{2m+\frac{3}{2}}(u) J_0(\rho u)du =$$

$$= \frac{l(t)}{\sqrt{2}}\sum_{m=0}^{\infty} a_m \frac{\Gamma(m+1)}{\Gamma(m+\frac{3}{2})} \cdot F\left(m+1;-m-\frac{1}{2};1;\rho^2\right), \qquad 0<\rho<1,$$

где $F\left(m+1;-m-\frac{1}{2};1;\rho^2\right)$ – гипергеометрический ряд.

Давление жидкости, действующее непосредственно на конус, будет

$$P\big|_{z=0} = -\rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}\bigg|_{t=0} = -\rho_0 \frac{\dot{l}(t)}{l(t)}\left[\Phi(r,0,t) - r\int_0^\infty u f_2(u) J_1(\rho u)\,du\right], \quad 0<\rho<1.$$

Как и в [1], где рассмотрена более частная задача для экспоненциальной неоднородности и твердого конуса, можно показать, что в точках пересечения конуса со свободной поверхностью жидкости давление P имеет особенность порядка $1/2$.

Ереванский архитектурно-строительный институт

Ն. Գ. ԱՍՐՅԱՆ, Ս. Գ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Չևափոխվող բութ կոնի ներթափանցումը անսեղմելի անհամասեռ հեղուկի մեջ

Հոդվածում ուսումնասիրվում է անհամասեռ հեղուկի մեջ բութ կոնական մարմնի ներթափանցման խնդիրը, երբ նրանում տեղի են ունենում պլաստիկ ձևափոխություններ: Առանցքասիմետրիկ խնդիրը դիտարկվում է որոշակի դասի ոդղածիգ անհամասեռությունների համար: Պոտենցիալային ֆունկցիայի ներմուծման միջոցով խնդիրը բերվում է խառը եզրային պայմաններով երկրորդ կարգի էլիպտական տիպի մասնական ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարման լուծմանը, որը իր հերթին հանգեցվում է զույգ ինտեգրալ հավասարումների համակարգին: Այդ համակարգի լուծումը ստացվում է Տրանտերի եղանակի օգնությամբ:

Պոտենցիալային ֆունկցիայի միջոցով ստացվել է ճնշման բաշխումը կոնական մարմնի ներթափանցված մասի վրա: Ցույց է տրված, որ կոնական մարմնի և հեղուկի հորիզոնական մակերևույթների հատման եզրագծում հեղուկի ճնշումը ունի 1/2 կարգի եզակիություն:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Э.М.Нерсисян*, Некоторые задачи о воздействии твердых тел на жидкое полупространство. Канд. дис. Ереван, 1964. [2] *Н.Г.Асрян, Л.А.Галин*, Изв. АН СССР, МЖГ, вып.6, с.5-10, 1972. [3] *C.I.Tranter*, The Quarterly Jornal of Mechanics and Applied Mathematics, v.7, p.317-325 (1954). [4] *И.С.Градштейн, И.М.Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм рядов и произведений, М., Наука, 1962. [5] *А.Г.Багдоев*, Пространственные нестационарные движения сплошной среды с ударными волнами, Ереван, Изд. АН АрмССР, 1961.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

УДК 539.3

С. Г. Саакян, И. А. Варданян

Фундаментальное решение антиплоской задачи для вертикально-неоднородной упругой среды

(Представлено академиком НАН Армении Б.Л.Абрамяном 2/IX 1999)

Задача определения вектора перемещения в однородном изотропном упругом пространстве при наличии приложенного в некоторой точке среды сосредоточенного импульса массовых сил была решена Стоксом. В однородной анизотропной упругой среде фундаментальное решение плоской задачи получено в ([1]) методом интегральных преобразований Лапласа и Фурье с приведением решения к форме Смирнова-Соболева. В работе ([2]) решена задача определения вектора перемещения в однородном упругом пространстве, возбужденном движущимся в среде сосредоточенным импульсом массовых сил. Точное решение в виде эффективных аналитических формул получено методом интегральных преобразований Лапласа и Фурье, вследствие обращения изображений формального решения методом Каньяра–Де Хупа. Метод интегральных преобразований применен в ([3,4]) для получения фундаментального решения некоторых вертикально-неоднородных упругих сред, допускающих разделение векторного уравнения теории упругости на систему независимых скалярных уравнений для обобщенных потенциалов. Решение антиплоской задачи для однородного упругого полупространства с однородным слоем получено в ([5]).

В настоящей работе для некоторых вертикально-неоднородных упругих сред получены фундаментальные решения антиплоской задачи.

1. *Экспоненциально неоднородная упругая среда.* Пусть в неоднородном упругом пространстве, механические свойства которого заданы в декартовой системе xyz функциями

$$\mu = \mu_0 \exp\left(\frac{2}{h}z\right), \quad \rho = \rho_0 \exp\left(\frac{2}{h}z\right), \ \xi = 3\mu \tag{1.1}$$

и которое находится в покое при $t<0$, в момент $t=0$ действует сосредоточенная на оси z импульсная сила $I\delta(x)\delta(z-z_0)\delta(t)$, где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

В (1.1) постоянная h является характерным расстоянием для экспоненциально-неоднородной упругой среды; μ_0, ρ_0 – модуль сдвига и плотность среды при $z=0$.

В случае антиплоской деформации имеем вектор перемещений $\vec{u}\{0,0,w(x,z,t)\}$, и векторное уравнение Ламе теории упругости [6] приводится к виду

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+\frac{2}{h}\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+\frac{1}{\mu_0}\exp\left(-\frac{2z}{h}\right)\delta(x)\delta(z-z_0)\delta(t). \qquad (1.2)$$

В этом случае отличными от нуля будут компоненты напряжения σ_{xz} и σ_{yz}, причем

$$\sigma_{xz}=\mu\frac{\partial w}{\partial x},\quad \sigma_{yz}=\mu\frac{\partial w}{\partial y}. \qquad (1.3)$$

Применив к уравнению (1.2) преобразование Лапласа по t

$$W_L(x,z,s)=\int_0^\infty w(x,z,t)e^{-st}dt, \qquad (1.4)$$

а затем преобразование Фурье по x

$$W_{LF}(\alpha,z,s)=\int_{-\infty}^{\infty} W_L(x,z,s)W_L(x,z,s)e^{-i\alpha x}dx, \qquad (1.5)$$

получим

$$\frac{d^2W_{LF}}{dz^2}+\frac{2}{h}\frac{dW_{LF}}{dz}-n^2W_{LF}=\frac{1}{\mu_0}\exp\left(-\frac{2z}{h}\right)\delta(z-z_0), \qquad (1.6)$$

где

$$n^2=\alpha^2+s^2/c_2^2.$$

Ветвь радикала n определена условием $\arg n=0$ при $\alpha>0$ и $s>0$.

Уравнение (1.6) имеет фундаментальную систему решений

$$W_{LF}^{(1)}=\exp[-z(a-m)],\ W_{LF}^{(2)}=\exp[-z(a+m)], \qquad (1.7)$$

где

$$a=h^{-1},\quad m=\sqrt{\alpha^2+\frac{s^2}{c_2^2}+a^2}\,. \qquad (1.8)$$

Очевидно, что фундаментальное решение, т.е. функция Грина, при граничных условиях

$$\lim_{z\to+\infty} W_{LF}(\alpha,z,s)=0,\quad \lim_{z\to-\infty} W_{LF}(\alpha,z,s)=0 \tag{1.9}$$

существует. Используя фундаментальную систему решений и граничные условия (1.9), получим

$$W_{LF}(\alpha,z,s)=-\frac{I}{2\mu_0 m}\exp[-a(z+z_0)]\exp[-|z-z_0|m] \tag{1.10}$$

Применим к полученому решению в образах (1.10) обратное преобразование Фурье по α и представим его в виде

$$W_L(x,z,s)=-\frac{I}{2\pi\mu_0}\exp[-a(z+z_0)]\int_0^\infty \frac{\exp[-|z-z_0|m]}{m}\cos(\alpha x)d\alpha. \tag{1.11}$$

Интеграл по α в (1.11) представляет собой косинус-преобразование Фурье и известен((7), с.26)

$$\int_0^\infty \frac{\exp\left[-\beta\sqrt{\alpha^2+b^2}\right]}{\sqrt{\alpha^2+b^2}}\cos(x\alpha)d\alpha=K_0\left[b\sqrt{\beta^2+x^2}\right], \tag{1.12}$$

где K_0 – модифицированная функция Бесселя; предполагается, что в (1.12) $\operatorname{Re} b>0,\ \operatorname{Re}\beta>0,\ x>0.$

Воспользовавшись формулой (1.12), запишем выражение (1.11) в виде

$$W_L(x,z,s)=-\frac{I}{2\pi\mu_0}\exp[-a(z+z_0)]K_0\left[\sqrt{\frac{s^2}{c_2^2}+a^2}\sqrt{x^2+(z-z_0)^2}\right]. \tag{1.13}$$

Обратное преобразование Лапласа по s изображения (1.13) находим, пользуясь результатом ((7), с.250)

$$w(x,z,t)=-\frac{I}{2\pi\rho_0}\exp[-a(z+z_0)]\frac{H\left[c_2^2t^2-x^2-(z-z_0)^2\right]}{\sqrt{c_2^2t^2-x^2-(z-z_0)^2}}\times \tag{1.14}$$
$$\times\cos\left[a\sqrt{c_2^2t^2-x^2-(z-z_0)^2}\right],$$

где $H(x)$ – функция Хевисайда.

Отметим, что если в выражении (1.14) положим $a=0(h\to\infty)$, то получим известное фундаментальное решение задачи о распространении волн от точечного источника в однородном упругом пространстве для антиплоской задачи ([8]).

Выражения для напряжений σ_{xz} и σ_{yz} получим, подставив в (1.3) найденное значение перемещений (1.14).

2. *Квадратично-неоднородная упругая среда.* Приводим решение задачи о возбуждении волн в квадратично-неоднородном упругом полупространстве источником массовых сил $I\delta(x)\delta(z-z_0)\delta(t)$, сосредоточенных на оси y. Примем, что коэффициенты μ,ξ и плотность ρ среды заданы функциями

$$\mu = \mu_0\left(\frac{z}{h}\right)^2, \quad \rho = \rho_0\left(\frac{z}{h}\right)^2, \quad \xi = 3\mu, \tag{2.1}$$

где h – характерное расстояние для квадратично-неоднородной упругой среды, при котором модуль сдвига μ и плотность среды ρ принимают значения μ_0 и ρ_0 соответственно.

Найдем решение $\bar{u}\{0,0,w(x,z,t)\}$ векторного уравнения Ламе ([6]) в области $z>0$ при начальных и граничных условиях

$$w(x,z,0) = w_t(y,z,0) = 0, \tag{2.2}$$

$$\lim_{z\to+\infty} w(x,z,t) = 0, \quad \lim_{\rho\to 0} w(x,z,t) = 0. \tag{2.3}$$

Векторное уравнение Ламе ([6]) для квадратично-неоднородной среды в антиплоской задаче будет

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{2}{z}\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{Ih}{\mu_0 z}\delta(x)\delta(z-z_0)\delta(t). \tag{2.4}$$

Представим решение уравнения (2.4) в виде

$$w(x,z,t) = \frac{1}{z}W(x,z,t), \tag{2.5}$$

тогда получим для $W(x,z,t)$ уравнение

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = \frac{Ih}{\mu_0}\delta(x)\delta(z-z_0)\delta(t) \tag{2.6}$$

при нулевом начальном и граничном условиях.

Решение поставленной задачи находим методом интегральных преобразований. Применив к (2.6) преобразования (1.4) и (1.5), получим

$$\frac{\partial^2 W_{LF}}{\partial z^2} - n^2 W_{LF} = \frac{Ih}{\mu_0}\delta(z-z_0). \tag{2.7}$$

Уравнение (2.7) имеет фундаментальную систему решений

$$W_{LF}^{(1)} = \exp(-zn), \quad W_{LF}^{(2)} = sh(zn). \tag{2.8}$$

Постоянные A и B в фундаментальном решении

$$W_{LF}(\alpha,z,s) = \begin{cases} Ash(zn) & 0<z<z_0 \\ B\exp(-zn) & z_0<z<+\infty \end{cases} \tag{2.9}$$

определяются из условий, что $W_{LF}(\alpha,z_0+0,s) = W_{LF}(\alpha,z_0-0,s)$ и $W_{LF}(\alpha,z,s)$ при $z\to z_0$ имеет особенность типа дельта-функции. Фундаментальное решение в образах будет

$$W_{LF}(\alpha,z,s)=\frac{Ih}{2\mu_0 n}\{\exp[-|z-z_0|n]-\exp[-|z+z_0|n]\}. \tag{2.10}$$

После обращения преобразования Фурье получим ((7), с.26)

$$W_L(x,z,s)=-\frac{Ih}{2\mu_0 n}\left\{K_0\left[\frac{s}{c_2}\sqrt{x^2+(z-z_0)^2}\right]-\right.$$
$$\left.-K_0\left[\frac{s}{c_2}\sqrt{x^2+(z+z_0)^2}\right]\right\}. \tag{2.11}$$

Отсюда обратное преобразование Лапласа (2.11) с учетом (2.5) дает ((7), с.245)

$$w(x,z,t)=-\frac{Ih}{2\pi\rho_0 z}\left\{\frac{H[c_2^2t^2-x^2-(z-z_0)^2]}{\sqrt{c_2^2t^2-x^2-(z-z_0)^2}}-\right.$$
$$\left.-\frac{H[c_2^2t^2-x^2-(z+z_0)^2]}{\sqrt{c_2^2t^2-x^2-(z+z_0)^2}}\right\}. \tag{2.12}$$

Из фундаментального решения (2.12) видно, что в квадратично-неоднородном полупространстве распространяются два типа возмущения. Первое из них аналогично возмущению от точечного источника в однородной упругой среде и имеет амплитуду $A_1=Ih(2\pi\rho_0 zR_1)^{-1}$, где R_1 – расстояние исследуемой точки от источника возмущений. Второе имеет амплитуду $A_2=Ih(2\pi\rho_0 zR_2)^{-1}$, где R_2 – расстояние исследуемой точки от симметричной относительно плоской границы полу-пространства точки источника возмущений и связано с неоднородностью среды. Начиная с момента времени $t^*=z_0/c_2$ на плоской границе полупространства происходит полное отражение падающих волн, чем обусловлено второе слагаемое в (2.12).

Заметим, что в рассмотренных вертикально-неоднородных упругих средах вектор перемещения вблизи фронта сдвиговых волн имеет особенность порядка $-1/2$, характерную для однородной упругой среды.

Ереванский архитектурно-строительный институт

Ս. Գ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Ի. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ոէղղծիգ-անիամասեռ առաձգական միջավայրի համար հակահարթ խնդրի ֆունդամենտալ լուծումը

Առաձգականության տեսության հակահարթ խնդրի ֆունդամենտալ լուծումը ստացվել է էքսպոնենցիալ և քառակուսային անհամասեռություն ունեցող միջավայրերի համար: Ֆունդամենտալ լուծումը գտնելու համար օգտագործվել է Լապլասի և Ֆուրյեի ինտեգրալ ձևափոխությունների մեթոդը: Ֆունդամենտալ լուծման Լապլա-

սխ ձևափոխության շրջումը հաջողվել է ստանալ Ֆուրյեի նակադարձ ձևափոխության շրջումից հետո՝ ներկայացնելով այն Ֆուրյեի կոսինուս ձևափոխության տեսքով:

Ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ անհամասեռությունը էական ազդեցություն ունի սահքի ալիքների տարածման վրա: Ստացված է նաև, որ էքսպոնենցիալ և քառակուսային ուղղածիգ-անհամասեռ առածգական միջավայրերում տեղափոխության վեկտորը ալիքի ճակատի մոտ ունի –1/2 կարգի եզակիություն, որը բնութագրական է համասեռ առածգական միջավայրի համար:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А.Г.Багдоев*, Изв. АН АрмССР. Механика, т.27, №2, с.13-23 (1974). [2]*С.Г.Саакян*, Изв. АН АрмССР. Механика, т.30, №4, с.3-17 (1977). [3] *Гук* (*J.P. Hook*), Прикладная механика (Trans. ASME, ser. E, рус. пер.), т.29, №2, с.85-92 (1962). [4] *С.Г.Саакян*, Механика. Межвуз. сб. научн. трудов. Ереван, вып.7, с.98 -106 (1989). [5] *M.Mitra*, Bulletin of the Seismological Society of America^ v.53, №5, p.1031-1037 (1963). [6] *Ф.М.Морс*, *Г.Фешбах*, Методы теоретической физики, т.1, М., ИЛ, 1958. [7] *Г.Бейтмен*, *А.Эрдейи*, Таблицы интегральных преобразований, М., Наука, 1969. [8] *Р.Курант*, Уравнения с частными производными, М., Мир, 1964.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

PHYSICS

УДК 539.1

A. Zh. Muradyan, H. L. Haroutyunyan

Coherent Accumulation of Modulated Probability Amplitudes: Scattering of the Atoms in the Field of Counterpropagating Light Pulses:

(Submitted by Academician of NAS RA D.M.Sedrakyan 11/XII 1998)

Scattering of an atomic beam in the field of resonant standing wave, composed by the reflection of nanosecond scale laser pulses from the immovable mirror, shows anomalous regularities, particularly, high asymmetric angular distribution ([1-3]). The obtained regularities didn't pack up into the established at that time theoretical picture about the scattering of atoms in the field of standing wave ([4-8]). It impeled a new rise of interest to the problem of coherent multiphoton scattering of atoms in the laser radiation field. After the persistent quest it has been shown that one can explain qualitevly the observed asymmetries, if admit the atom to be initially in the mixture state of ground and excited energy levels, which, in addition, has different values of translational motion momentum ([8]). Just resembled situation is implemented for experimental conditions ([1-3]),

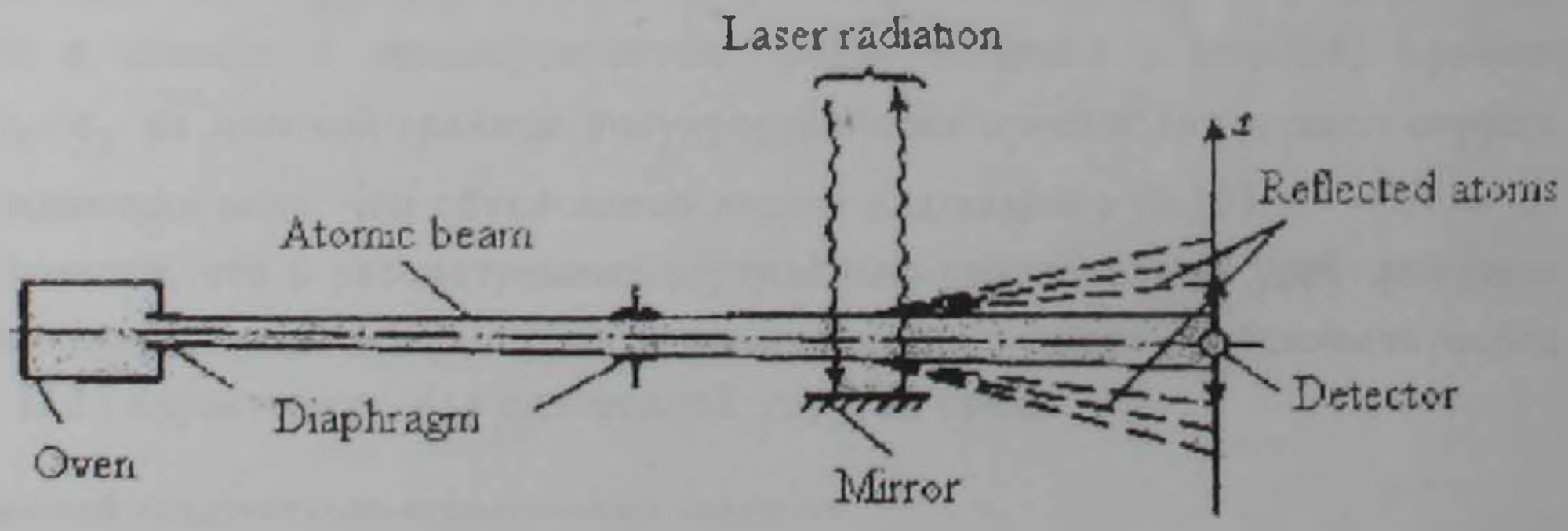


Fig.1. The scheme of experiment

where an atomic beam propagates on some distance L from the surface of a flat mirror (Fig.1), and, because of this distance, the standing wave is formed only after the time (from the initial moment of falling of the first wavefront on the atom). During this time the atom interacts only with a travelling wave, which creates the coherent connection between atomic energy levels (mixture state). And the values of momentum for these energy levels are distinguished by one photon momentum $\hbar k$ (k is the wave number).

But actually the third period comes in the conditions of experiments([1-3]) after standing wave formation, when there is again one travelling wave in the atom's place. It is the ''tail'' wave, which reflects from the mirror and propagates along the direction, opposite to the initial one. The mentioned time period has not been taken into account formerly, probably supposing that one -photon scattering process can't noticeably have an influence on the multi-photon scattering of the atoms in the standing wave field. In the present paper on the base of the simplest model, we show that in the third final stage of interaction a new type of quantum-mechanical coherent phenomenon takes place which we call Coherent Accumulation of Modulated Probability Amplitudes(CAMPA) and which entirely changes the angular distribution of the atoms compared to the end of the interaction with the standing wave. The matter of phenomenon is the following: after the interaction with the standing wave the translational motion wave function, as it is well known ([4-8]), can be presented as a family of definite momentum states with $\langle P \rangle =$ step, both, for ground and excited atomic energy levels. The probability amplitudes for neighborhood states have different signs, and it is the first principle cause for the presenting phenomenon. Moreover, a displacement $\hbar k$ exists between level's momentum distributions. So, the probability amplitudes with the different signs are intercovered with the new $\hbar k$ displacement in the momentum distribution at the one-photon transitions between the energy levels in travelling wave. This different sign amplitude superposition strongly suppresses the amplitudes in the inner region of momentum distribution. Essentially, the amplitudes become different from zero at the boundary values of these distributions. As a result, due to the interaction with the travelling wave the quantum mechanical translational states collect around the certain values of momentum for ground and excited state atoms separately.

Let us consider the quantum-mechanical behavior of an atom in the resonant field of the coherent wave, which falls and reflects from a mirror at a rest ([1-3]). The laser radiation and also the translational motion of atomic beam will be represented as a one dimensional flat wave propagating near the intercrossed direction. The Hamiltonian of the atom in dipole approximation

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{d}E(t,z) \qquad (1)$$

comprises the Hamiltonian for the free atom $\hat{H}_0$ and the interaction part $dE(t,z)$. The center of mass kinetic energy can be omitted in Hamiltonian due to the small interaction time, when the atom velocity variations are small in comparison with the thermal velocities, and the distance passed by atom along the wave direction is less than the wavelength. The dipole moment operator $\hat{d}$ and the electric field $E(t,z)$ are presented in scalar form. Exact atom-field resonance also is assumed. The atom momentum is conserved in laser wavefront plane and so the corresponding part of atomic wave function will not be written:

$$\Psi = \sum_{m=-1}^{1} A_m(t,z)\varphi_m(\vec{r},t) + B_m(t,z)\psi_m(\vec{r},t) \qquad (2)$$

where φ_m and ψ_m are the stationary wave functions of free atom in the ground and excited levels correspondingly, $\vec{r}$ is the coordinate of the atom center, $A(t,z)$ and $B(t,z)$ are unknown coefficients to be found(they are the probability amplitudes of the atom on the ground or excited states independent of the atom's translational motion along the z axis). In the first stage of interaction $(0 \le t \le 2L/c)$ the atom interacts with the travelling wave $E(t,z) = = E\exp(ikz - \omega t) + c.c$. Substituting the Hamiltonian (1) with the mentioned field form and the wave function (2) into Schrodinger equation we get after standard transformations (in the rotating wave approximation) the following equations.

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{\partial A(t,z)}{\partial t} &= -U\exp(-ikz)B(t,z), \\ i\hbar\frac{\partial B(t,z)}{\partial t} &= -U^*\exp(ikz)A(t,z), \end{aligned} \qquad (3)$$

where $U = dE$, $d = \langle \varphi_a | \hat{d} | \psi_b \rangle$. Let the atom, as in experiments ([1-3]), is on the ground state before the interaction and has some momentum P_0 along the z-axis. Then

$$A(0,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\exp(\frac{i}{\hbar}P_0 z) \equiv \chi(P_0);\ \ B(0,z) = 0\,. \qquad (4)$$

The system (3) has well-known periodic solutions with the Rabi frequency $\nu = U/\hbar$. At the end of the first interaction stage $(t = \tau = 2L/c)$ we have

$$A(\tau,z) = \chi(P_0)\cos\nu\tau;\ B(\tau,z) = i\chi(P_0 + \hbar k)\sin\nu\tau \qquad (5)$$

which are the initial values for the second stage of interaction(with the standing wave). During the second time interval ($\tau \le t \le \tau_p$, where τ_p is the light pulse duration) the equations have the form (3) too, where the replacement $U\exp(\pm ikz) \to 2U\cos kz$ must be done. At the end of interaction with the standing wave $(t = \tau_p)$ the solutions are

$$\begin{aligned} A(\tau_p,z) &= \left[f(\tau_p,\tau:z)\cos\nu\tau - \exp(ikz)g(\tau_p,\tau:z)\sin\nu\tau\right]\chi(P_0) \\ B(\tau_p,z) &= i\left[f(\tau_p,\tau:z)\sin\nu\tau + \exp(-ikz)g(\tau_p,\tau:z)\cos\nu\tau\right]\chi(P_0 + \hbar k) \end{aligned} \qquad (6)$$

where the following notations are used

$$f(\tau_p,\tau;z) = \cos(2\nu(\tau_p - \tau)\cos kz),\ \ g(\tau_p,\tau;z) = \sin(2\nu(\tau_p - \tau)\cos kz).$$

When the atom interacts with the ''tail'' travelling wave ($\tau_p \le t \le \ \le \tau_p + \tau$), which has the form $E(t,z) = E\exp(ikz - \omega t) + c.c$, the amplitudes can be written

$$A(t,z) = A(\tau_p, z)\cos\nu(t-\tau_p) + i\exp(ikz)B(\tau_p, z)\sin\nu(t-\tau_p) \qquad (9a)$$

$$B(t,z) = B(\tau_p, z)\cos\nu(t-\tau_p) + i\exp(-ikz)A(\tau_p, z)\sin\nu(t-\tau_p)\,. \qquad (9b)$$

At the moment $t = \tau_p + \tau$ the light pulse is passing, leaving the atom in the free state. After the above-mentioned three stages of interaction, atom flies and falls on detector, spontaneously emitting from the excited states. But it is clear that really the contribution is small from these incoherent one-photon processes and it can be left behind.

In distinction from the initial moment $t = 0$, atom hasn't a definite value of momentum along the z-axis. But (including ([1-3]) too) the atoms in experiments, as a rule, are registered under the definite angles in comparison with initial direction, i.e. in the states with the definite values of P.Therefore, it is worth to expand the atomic total amplitudes (6) in a series of amplitudes with the definite values of momentum. For this we use the known formula:

$$e^{\pm ix\cos\theta} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (\pm i)^n J_n(x) e^{in\theta}, \qquad (10)$$

where $J_n(x)$ is the Bessel function. Then the square of modulus of the coefficient at the each exponential expression presents the atomic probability to have the momentum $P = P_0 + n\hbar k$ on the ground (for A's series) or excited (for B's series) energy values. For them we obtain the following expressions ($\tau_p \le t \le \tau_p + \tau$):

$$W^{(n)}_{ground} = \frac{1+(-1)^n}{2}[J_n(u)\cos\nu\tau\cos\nu(t-\tau_p) + J_{n-1}(u)\sin\nu(t-\tau_p+\tau) + \qquad (11a)$$
$$+ J_{n-2}(u)\sin\nu\tau\sin\nu(t-\tau_p)]^2,$$

$$W^{(n)}_{excited} = \frac{1-(-1)^n}{2}[J_{n+1}(u)\cos\nu\sin\tau\nu(t-\tau_p) - J_n(u)\sin\nu(t-\tau_p+\tau) - \qquad (11b)$$
$$- J_{n-1}(u)\cos\nu\tau\cos\nu(t-\tau_p)]^2,$$

where $u = 2\nu\tau_s$.

These formulas present, in fact, the momentum distributions for the ground and excited atoms consequently. Each of them is asymmetric relative to $n \to -n$ transformation in general. To see the principal result of this paper, the CAMPA phenomenon, it is enough to compare these expressions for two moments of time: $t = \tau_p$, when the influence of standing wave has just finished, and $t = \tau_p + \tau$ when the interaction runs fully. Expressions strongly differ from each other in general. It can be confirmed also by the illustration on Fig.2(a,b).

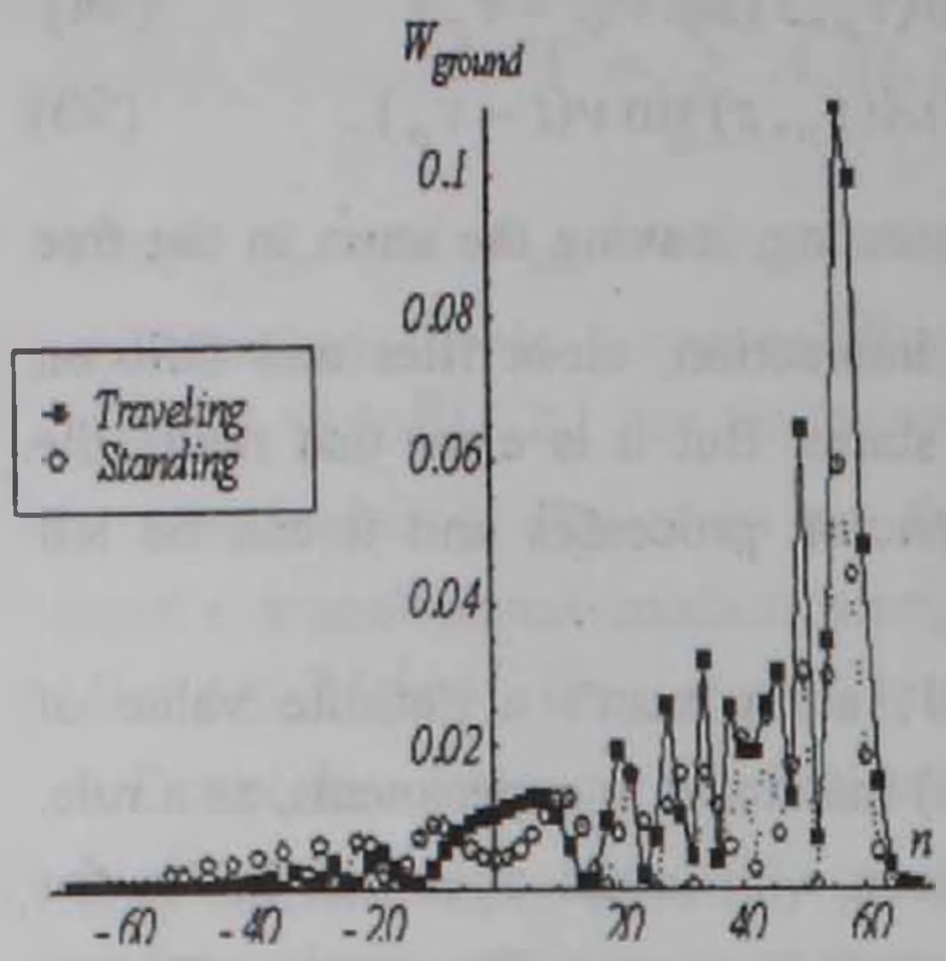


Fig.2a. The $W^{(n)}_{ground}$ probability versus the number n of reemitted photons at the moment $t = \tau_p$, when the influence of standing wave is just finished, and at the moment $t = \tau_p + \tau$ when the interaction runs fully. The parameters are $|A(\tau)|^2 = \frac{1}{2}, |B(\tau)|^2 = \frac{1}{2}$, $\nu\tau = 20, \nu\tau_p = 50$.

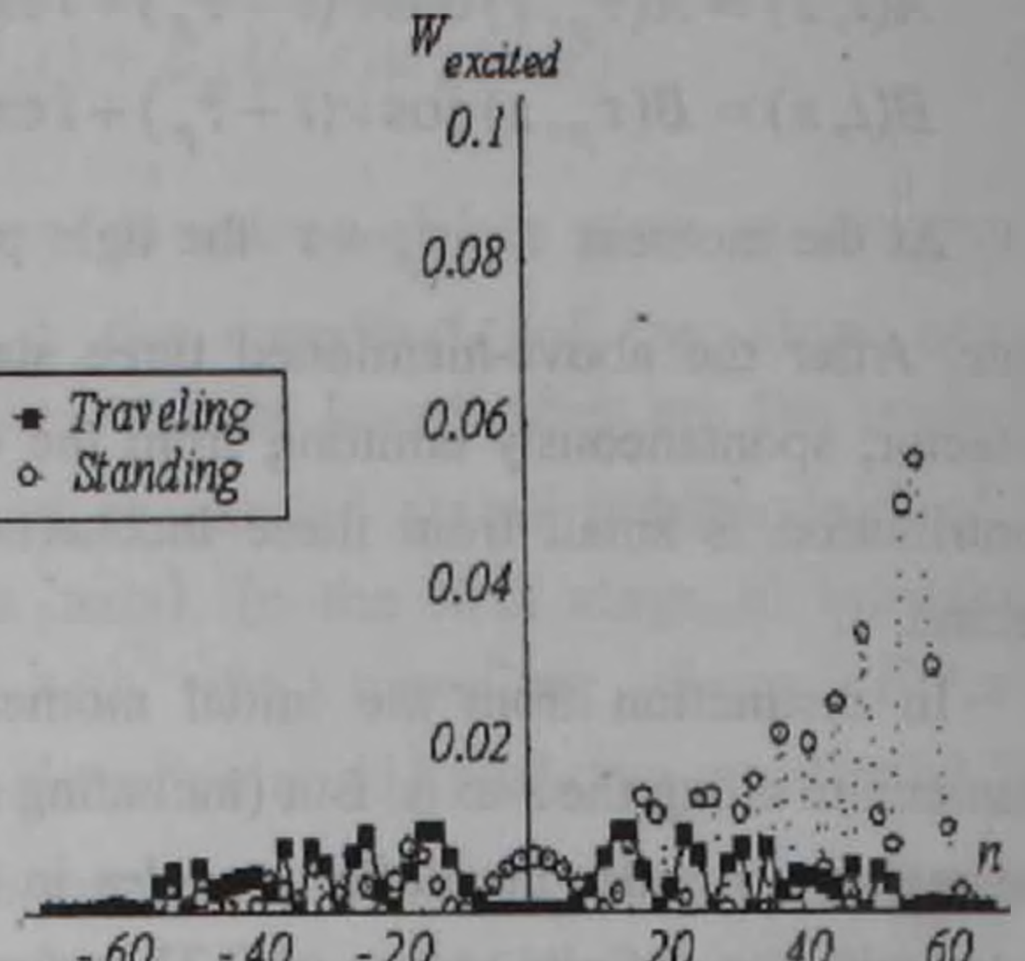


Fig. 2b. The $W^{(n)}_{excited}$ probability versus the number n of reemitted photons at the moment $t = \tau_p$, when the influence of standing wave is just finished, and at the moment $t = \tau_p + \tau$. The parameters are the same as on Fig.2.

The average momentum obtained by an atom for any interaction moment in the, can be presented as a sum of two terms: $\langle P \rangle = \ = \langle P \rangle^{in} + \langle \Delta P \rangle$. For the final interaction range ($\tau_p \le t \le \tau_p + \tau$) the quantities $\langle P \rangle^{in}$ and $\langle \Delta P \rangle$ are average momentum obtained during the interaction with standing wave and obtained in the ''tail'' travelling wave before the consideration of moment t, consequently. Additional average momentum $\langle P \rangle^{in}$ and $\langle \Delta P \rangle^{in}$, like the corresponding probabilities (11a) and (11b), obtained by means of CAMPA, oscillate on Rabi frequencies On Fig.3a we show these oscillations for the case $|A(\tau)|^2 = \ = \frac{1}{2}, B(\tau) = \frac{1}{2}$. The preceding time ranges are presented too. The oscillation amplitudes approximately equal to the ''entrance'' value. So, one photon coherent process can vary atomic momentum on the ground and excited states just equal to the variation, induced in the standing wave! Of course, the total additional momentum varies only in the limits of one photon momentum $\hbar k$. Fig.3b illustrates similar oscillations for the case $|A(\tau)|^2 = 1, B(\tau) = 0$ (symmetric scattering in the standing wave).

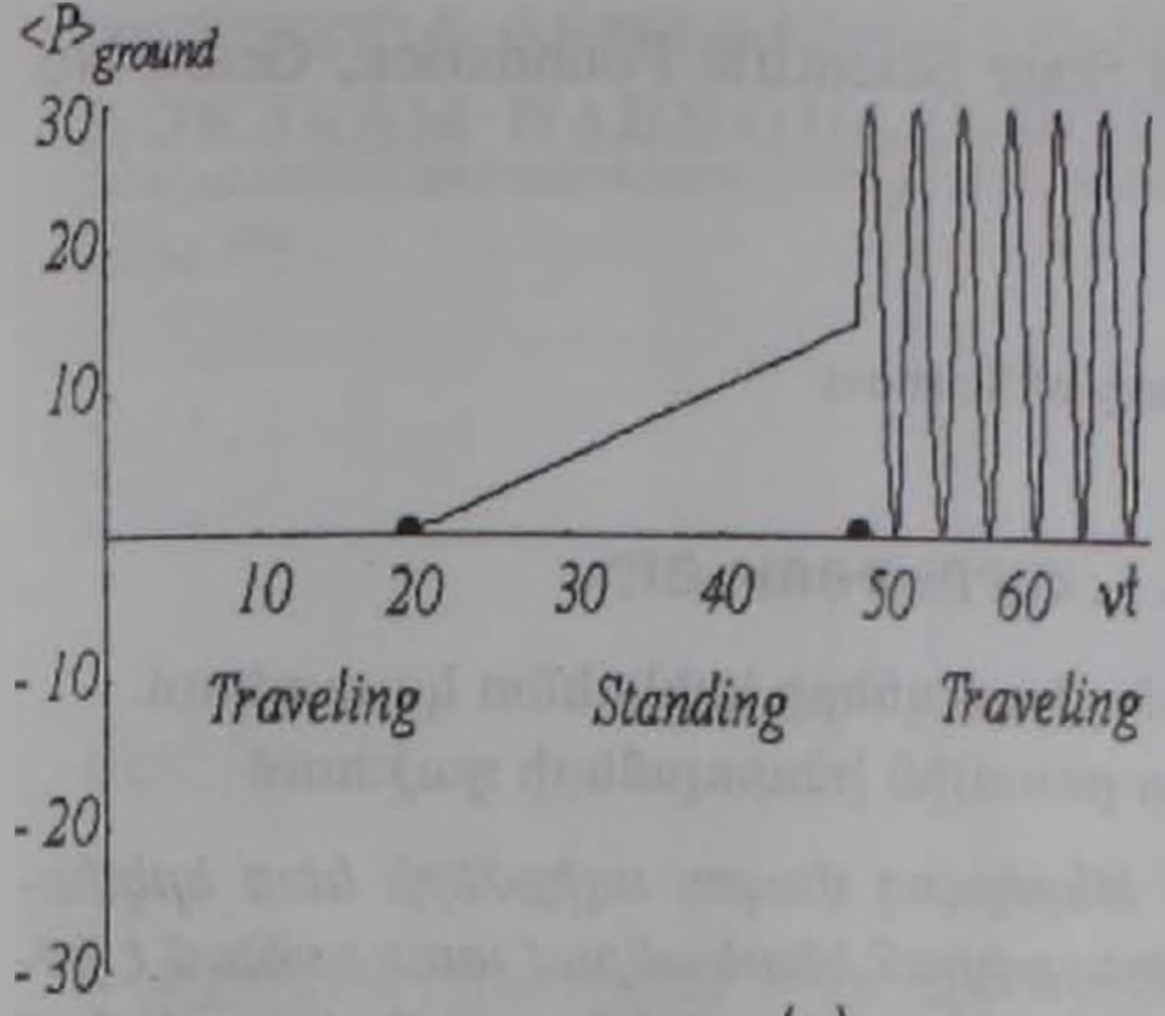


Fig.3a. The time evolution of $\langle P \rangle_g$ for the case of maximum asymmetry of momentum distribution after the interaction with the standing wave ($|A(\tau)|^2 = \frac{1}{2}, |B(\tau)|^2 = \frac{1}{2}$). The parameters are $\nu\tau = 20,\ \nu\tau_p = 50$.

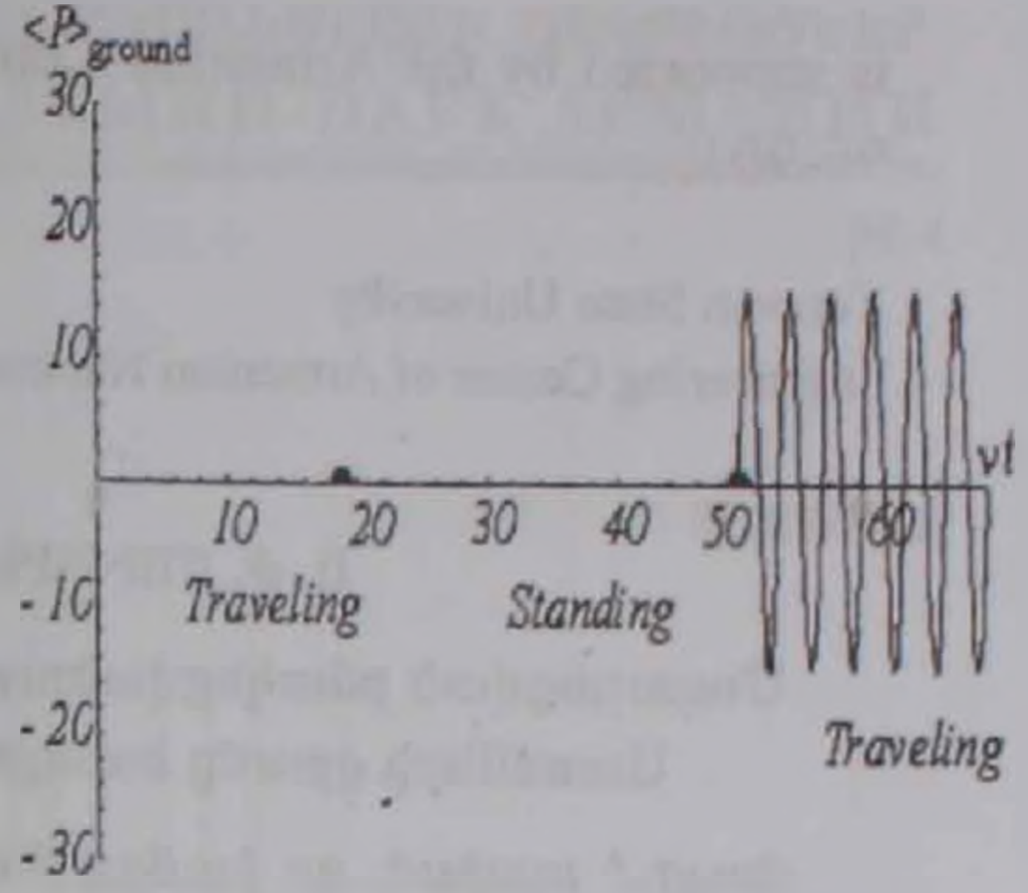


Fig.3b. The time evolution of $\langle P \rangle_g$ for the case of symmetric of momentum distribution after the interaction with the standing wave ($|A(\tau)|^2 = \frac{1}{2}, |B(\tau)|^2 = \frac{1}{2}$). The parameters are $\nu\tau = 20, \nu\tau_p = 50$.

Let us also note a special future of scattering for final moment of interaction in scheme ([1-3]). It is the relation $\langle P \rangle_e = \langle P \rangle_e^{in} + \langle \Delta P \rangle_e = 0$ at the moment $t = \tau_p + \tau$. This relation means that the asymmetry of scattering induced for excited atoms by the existence of first travelling wave is rubbed out by the final travelling wave. It will be expected that the CAMPA phenomenon will appear most sharply, if at the initial moment of interaction with the last travelling wave the atom has

(a) wide and symmetric (for modulus) distribution of momentum for both ground and excited energy levels

(b) equal populations of energy levels.

It is clear that ([1-3]) interaction scheme is not optimal for CAMPA, because the (a) and (b) conditions aren't satisfied simultaneously. Actually, the first condition takes place for $\cos\nu\tau = 1$ (or $\sin\nu\tau = 0$), but then one of energy levels isn't populated at all, and on the contrary, when the energy levels are populated equally, the momentum distributions are maximally asymmetric and narrow. Nevertheless the CAMPA makes a contribution into the process of the atoms scattering compareable to the contribution of standing wave even in such unfavorable conditions.

We hope that this phenomenon will be taken into account in consistent quantum theory of interaction with the travelling e.m. wave when atomic (molecular) wave function is preliminary modulated by the interaction with the periodic field, in particular for substantial explanation of results ([1-3]).

Acknowledgments. One of the authors (A. Zh. M.) would likes to thank M.L.Ter-Mikaelyan and D.M.Sedrakyan for discussions about allsides of the problem. This work

is supported by the Armenian Centralized State Scientific Foundation, Grant No. 96-901.

Yerevan State University
Engineering Center of Armenian National Academy of Sciences

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Հ. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Մոդուլացված բնակեցվածության ամպլիտուդների կոհերենտ կուտակում. Ատոմների ցրումը հանդիպակաց լուսային իմպուլսների դաշտում

Յույց է տրված, որ կանգուն և նրան հաջորդող վազող ալիքների հետ երկմակարդակ ատոմի ռեզոնանսային փոխազդեցության հետևանքով առաջանում է իմպուլսային տարածության մեջ ատոմի կողմից ձեռք բերած իմպուլսների բաշխման ֆունկցիայի կտրուկ խտացման հնարավորություն:

А. Ж. МУРАДЯН, Г. Л. АРУТЮНЯН

Когерентная аккумуляция модулированных амплитуд вероятности: Рассеяние атомов в поле встречных световых импульсов

Показано, что вследствие резонансного взаимодействия двухуровневого атома с стоячей волной и последующей бегущей появляется возможность резкой концентрации в импульсном пространстве распределения приобретенных атомом импульсов.

REFERENCES – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ – ЛИТЕРАТУРА

[1] *V.A.Grinchuk, E.F.Kuzin* et al., Pis'ma Zh. Eks. Teor. Fiz., v.57, p.534 (1993). [2] *V.A.Grinchuk, I.A.Grishina, E.F.Kuzin* et. al., Kwant. Elektronika (Moscow) v.21, p.314 (1994). [3] *G.A.Ryabenko, V.A.Grinchuk, I.A.Grishina* et al., Laser Physics, v.150 (1996); VII Int. Workshop on Laser Physics (LPHYS'98) Book of Abstacts (Berlin, Germany), v.2, ''Laser Cooling and Atom Optics'' seminar (1998). [4] *A.Zh.Muradyan*, Izvestia AN Arm. SSR, Fizika, v.10, p.361 (1975). [5] *R.J.Cook, A.F.Bernhardt*, Phys. Rev. v.A 18, p.2533 (1978). [6] *A.P.Kazantsev, G.I.Surdutovich, V.P.Yakovlev*, Pis'ma Zh. Eks. Teor. Fiz., v.31, p.542 (1980). [7] *A.F.Bernhardt, B.W.Shore*, Phys. Rev., v.A 23, p.1290 (1981). [8] *A.M.Ishkhanyan*, Laser Physics, v.7, p. 1225 (1997).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՉԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ФИЗИКА

УДК 539 182

А. М. Ишханян

Адиабатическая модель асимметричной дифракции атомов в поле стоячей волны

(Представлено академиком НАН Армении Д.М.Седракяном 17/VI 1999)

Обнаружение ряда аномалий в недавней серии эксперименетов ([1]) по рассеянию атомов натрия полем двух коротких встречных импульсов лазерного излучения стимулировало появление ряда работ ([2-4]), нацеленных на нахождение принципиального объяснения указанных особенностей. Предложена модельная теория аномального рассеяния атомов в поле стоячей волны ([3-4]), расширяющая традиционные представления ([5]) о сценарии интерференционных микропроцессов, происходящих при взаимодействии атомов с полем излучения.

Как выяснилось, роль приготовления частиц перед взаимодействием в специфических (вообще говоря, опто-механически смешанных) состояниях весьма принципиальна, поскольку во многих случаях, как было установлено, подобное приготовление в состоянии кардинальным образом изменить всю картину взаимодействия. Примером тому, имеющим непосредственное отношение к оригинальным экспериментам ([1]), является возникновение сильной асимметрии в диаграмме рассеяния стоячей волной в случае, когда атомный волновой пакет предварительно расщеплен на два импульсных пика, отличающихся на нечетное число импульсов фотона.

Следует, однако, подчеркнуть, что сама базовая концепция аномального рассеяния – вторичная квантово-механическая интерференция в процессе рассеяния в некотором поле излучения изначально расщепленного волнового пакета атома – представляет собой, как указано в ([3]), более широкую идею, чем контекст конкретного эксперимента ([1]). Подтверждением тому является дальнейшее развитие теории, приведшее недавно к предсказанию ряда новых необычных эффектов, таких, как сужение интерференционных крыльев дифракционной картины, преломление и двулучепреломление на стоячих волнах атомов с гауссовым начальным распределением амплитуд по импульсам ([6]), когерентная аккумуляция модулированных амплитуд вероятностей ([7]) и т. п.

Что касается именно эксперимента ([1]), то следует отметить, что прямая применимость к нему имеющейся теории ограничена лишь непосредственной окрестностью точного резонанса. Это вызвано тем, что она существенно неадиабатична, требует резкого включения поля (см. ([3,4])). Однако вышеуказанные аномалии наблюдались в эксперименте ([1]) также и в существенно адиабатическом режиме, т.е. при больших расстройках частоты волны и медленном включении взаимодействия.

Очевидно, что построение адиабатической модели теории аномального рассеяния представляет собой актуальную проблему, имеющую принципиальное теоретическое значение. Кроме того, подобная теория имела бы и важное практическое значение, поскольку во многих приложениях, в силу ряда известных причин, предпочтительны именно адиабатические процессы.

В настоящей работе мы показываем, что сформулированная задача принципиально разрешима. Ниже приводится модель, в которой когерентная дифракция атомов на стоячей волне в адиабатическом режиме происходит сильно асимметрично. Однако данная модель в том абстрактном виде, в котором она представлена, не описывает вторую важную экспериментально наблюдавшуюся аномалию картины рассеяния – осцилляционную зависимость амплитуды рассеяния от расстройки резонанса. Однако можно показать, что посредством модификации представленной модели можно охватить теорией и эту особенность.

Рассмотрим динамику некоторой эффективной двухуровневой системы в поле стоячей волны $E=2E_0 f(t)\cos(kz)\cos(\omega t)$ с медленно изменяющейся огибающей $f(t)$. Время взаимодействия с полем будем считать малым по сравнению со временем спонтанной релаксации верхнего уровня. Будем также предполагать, что смещение атома за время взаимодействия намного меньше длины волны света (приближение Рамана–Ната). В этих условиях нестационарные уравнения Шредингера для амплитуд вероятностей уровней $a_{1,2}$

$$\begin{aligned} ia_{1t} &= 2U_0^* f(t)\cos(kz)e^{-i\Delta t}\cdot a_2, \\ ia_{2t} &= 2U_0 f(t)\cos(kz)e^{+i\Delta t}\cdot a_1, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\Delta=\omega_{21}-\omega_0$ – расстройка резонанса, $U_0=-dE_0/(2\hbar)$ – пиковая частота Раби бегущей волны, d – дипольный момент рассматриваемого перехода, эквивалентны следующему уравнению второго порядка относительно a_1:

$$a_{1tt}+\left(i\Delta-\frac{f_t}{f}\right)a_{1t}+4U_0^*U_0 f^2(t)\cos^2(kz)a_1=0. \tag{2}$$

Если взаимодействие включается медленно ($f_t/f << |\Delta|$), то для сильных полей ($|U_0|^2 - |\Delta|$) при больших расстройках доминирующими в этом уравнении являются второй и четвертый члены. В результате отбрасывания остальных членов получается простое уравнение первого порядка (правомочность

этой процедуры, эквивалентной адиабатическому исключению амплитуды возбужденного состояния, подтверждается имеющимися точными решениями и численными расчетами, см. ([8])):

$$ia_{1t} = -\frac{4|U_0|^2}{\Delta} f^2(t)\cdot\cos^2(kz)a_1 . \qquad (3)$$

Решение полученного уравнения имеет вид

$$a_1(t) = a_1(0)\cdot e^{i\frac{2|U_0|^2}{\Delta}\tau}\cdot e^{i\frac{2|U_0|^2}{\Delta}\tau\cdot\cos 2kz}, \qquad (4)$$

где переменная τ есть интеграл от квадрата огибающей полей:

$$\tau = \int_0^t f^2(t)dt. \qquad (5)$$

Имея в виду изложенные выше соображения относительно роли предварительного приготовления атомов в процессе когерентного рассеяния, рассмотрим расщепленные в импульсном пространстве начальные условия вида

$$a_1(0) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\alpha_{2m}e^{i2mkz}\varphi(z), \quad a_2(0) = 0. \qquad (6)$$

Очевидно, что именно в подобных состояниях можно приготовить атомы с помощью адиабатических процессов.

Нетрудно показать, что решение дифракционной задачи с этими начальными условиями в импульсном представлении имеет вид (для простоты предполагаем, что перед приготовлением в состоянии (6) атом имел точно определенный импульс p_0: $\int\varphi e^{-ipz/\hbar}dz = \delta(p-p_0)$)

$$a_1 = e^{i\frac{2|U_0|^2\tau}{\Delta}}\sum_n(\mathrm{sign}\Delta\cdot i)^{n/2}\frac{1+(-1)^n}{2}\times \qquad (7)$$

$$\times\left(\sum_m(\mathrm{sign}\Delta\cdot i)^{-m}\alpha_{2m}J_{n/2-m}\left(\frac{2|U_0|^2\tau}{|\Delta|}\right)\right)\delta(p-p_0-n\hbar k),$$

где J – функция Бесселя. Соответствующая вероятность обрести n импульсов фотона записывается как

$$W_n(t) = \frac{1+(-1)^n}{2}\left|\sum_m(\mathrm{sign}\Delta\cdot i)^{-m}\alpha_{2m}J_{n/2-m}\left(\frac{2|U_0|^2\tau}{|\Delta|}\right)\right|^2 . \qquad (8)$$

Если начальный волновой пакет не расщеплен в импульсном пространстве, т.е. если $\alpha_{2m}=0$ при $m\neq 0$, то полученное решение (7) переходит в хорошо известное выражение ([9])

$$W_n(t) = \frac{1+(-1)^n}{2}J^2_{n/2}(u), \quad u = \frac{2|U_0|^2\tau}{|\Delta|}, \qquad (9)$$

которое описывает симметричную относительно начального импульса атома p_0 картину дифракции.

Однако, как непосредственно видно из решения (8), при расщепленных начальных условиях ситуация качественным образом меняется. Видно, что имеет место вторичная интерференция: в процессе дифракции стоячей волной наборы дифракционных пиков $\{J_{n/2-m}\}$, происходящих, очевидно, от пиков начального атомного волнового пакета, перекрываются. Как мы убедимся, эта интерференция коренным образом меняет картину рассеяния.

Рассмотрим простейший случай расщепления начального волнового пакета всего на два пика:

$$a_1(0) = \left(\alpha_0 + \alpha_2 e^{2ikz}\right)\cdot\varphi(z), \quad a_2(0) = 0. \tag{10}$$

Для вероятности n-го дифракционного порядка имеем

$$W_n(t) = \frac{1+(-1)^n}{2}\left|\alpha_0 J_{n/2}(u) + \frac{\alpha_2}{i\cdot\mathrm{sign}\Delta} J_{n/2-1}(u)\right|^2. \tag{11}$$

Нетрудно видеть, что в рассеянии появляется сильная асимметрия. Действительно, с учетом равенства $J_{-n}=(-1)^n J_n$ имеем:

$$W_n(t) = \frac{1+(-1)^n}{2}\begin{cases} |\alpha_0|^2 J_{n/2}^2 + |\alpha_2|^2 J_{n/2-1}^2 - \dfrac{2\,\mathrm{Im}(\alpha_0\alpha_2^*)}{\mathrm{sign}\Delta} J_{n/2}J_{n/2-1}, & n>0, \\ |\alpha_0|^2 J_{n/2}^2 + |\alpha_2|^2 J_{n/2+1}^2 + \dfrac{2\,\mathrm{Im}(\alpha_0\alpha_2^*)}{\mathrm{sign}\Delta} J_{n/2}J_{n/2+1}, & n<0. \end{cases} \tag{12}$$

Отметим, что выражение (11) по своей структуре полностью аналогично соответствующему неадиабатическому выражению вероятности (10) из (4) (полученному для случая точного резонанса при условии предварительного возбуждения атомов бегущей волной). Следовательно, характерные особенности дифракционного процесса в адиабатическом и неадиабатическом случаях качественно схожи.

Величина асимметрии диаграммы рассеяния определяется выражением

$$\Delta W(t) = \sum_{n=1}^{+\infty}(W_{+n} - W_{-n}) = |\alpha_2|^2\left(J_0^2 + J_1^2\right) - \frac{2\,\mathrm{Im}(\alpha_0\alpha_2^*)}{\mathrm{sign}\Delta}(C_0 - J_0 J_1),$$
$$C_0 = \int_0^u \left(J_0^2(u) - J_1^2(u)\right)du, \quad C_0\big|_{u\to\infty} \approx 0.638. \tag{13}$$

Следовательно, максимально возможная асимметрия, достигаемая при $\mathrm{Im}(\alpha_0\alpha_2^*) = 1/2$ ($|\alpha_0| = |\alpha_2| = 1/\sqrt{2}$), такая же, как и в неадиабатическом случае. Тогда при $u\to\infty$ более 80% атомов отклоняются в одну определенную сторону. Однако направление преимущественного отклонения атомов, как видно из (12), определяется не только знаком $\mathrm{Im}(\alpha_0\alpha_2^*)$, но и знаком расстройки.

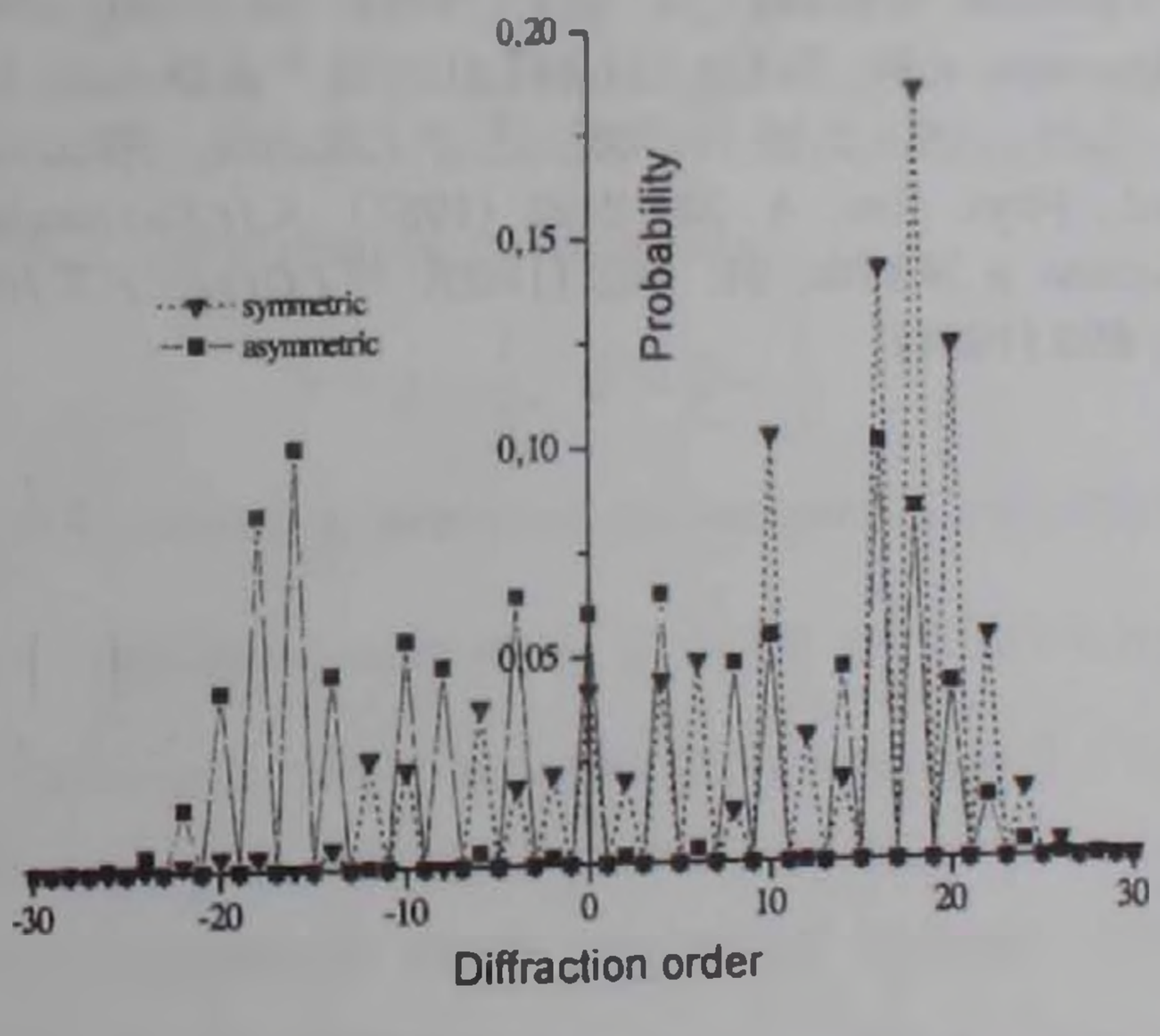
Нетрудно показать, что общий импульс атома в конце взаимодействия составит

$$\langle p \rangle = \sum_{-\infty}^{+\infty} 2n\hbar k W_{2n} = 2\hbar k \left(|\alpha_2|^2 - \mathrm{Im}(\alpha_0 \alpha_2^*) \cdot \frac{2|U_0|^2 \tau}{\Delta} \right). \qquad (14)$$

Первый член в правой части полученного выражения, предсталяющий собой приращение импульса атома в результате приготовления в состоянии (6), не больше двух импульсов фотона, но второй – результат воздействия стоячей волны – может неограниченно расти. Заметим, что среднее приращение импульса, помимо фактора $\mathrm{Im}(\alpha_0 \alpha_2^*)$, определяемого начальными условиями, еще и пропорционально квадрату амплитуды поля и, следовательно, может заметно проявиться только в сильных полях.

Таким образом, мы показали, что если волновой пакет предварительно определенным образом расщеплен, то и при адиабатическом взаимодействии со стоячей волной когерентное рассеяние атомов происходит асимметрично. На рисунке приведена дифракционная картина, порожденная начальным расщеплением (10) при максимально возможной асимметрии.

В заключение отметим, что начальные условия (10) легко можно реализовать в двухуровневой системе с магнитными подуровнями. Примечательно, что в подобной системе нужное распределение населенностей между подуровнями нижнего уровня можно осуществить также адиабатическим образом, с помощью адиабатического переноса населенностей ([10]).



Дифракционные картины адиабатического взаимодействия атомов со стоячей волной: a) обычное рассеяние – уравнение (9), b) асимметричное рассеяние – уравнение (11), $\alpha_0 = 1/\sqrt{2}, \alpha_2 = -i/\sqrt{2}$, D$t$=-500, Ut=50.

Автор благодарит проф. А.Ж. Мурадяна, критически прочитавшего рукопись и сделавшего ряд полезных замечаний. Работа выполнена при поддержке грантов ISTC No. A-215, NATO No.CRG.CRG 974301 и RA No. 98-740.

Инженерный центр НАН Армении

Ա. Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների ասիմետրիկ դիֆրակցիայի աղիաբատ մոդել

Առաջարկված է կանգուն ալիքի դաշտում արդյունավետ երկվիճակ համակարգի ասիմետրիկ կոհերենտ ցրման պրոցեսի մոդել, որը տեղի ունի դաշտի հաճախության մեծ ապալարքերի և փոխազդեցության դանդաղ միացման ռեժիմում:

Յույց է տրված, որ դիֆրակցիայի անոմալ առանձնահատկությունները աղիաբատ և ոչ-աղիաբատ դեպքերում որակապես նման են:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *V.A.Grinchuk, I.A.Grishina, et al.* Laser Physics, 4, 975 (1994). *В.А.Гринчук, И.А.Гришина и др.* Квантовая электроника. 21, 314 (1994). *V.A.Grinchuk, I.A.Grishina, et al.* Laser Physics, 6, 150 (1996). [2] *В.И.Романенко, Л.П.Яценко.* Письма в ЖЭТФ, 63, 920 (1996). [3] *А.М.Ишханян.* Известия НАН Армении, Физика, 32, 3 (1997). *А.М.Ишханян.* Известия НАН Армении, Физика, 32, 235 (1997). [4] A.M.Ishkhanyan. Laser Physics, 7, 1225 (1997). [5] *В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян.* Доклады АН Арм.ССР, 60, 275 (1975). *R.J.Cook and A.F.Bernhardt.* Phys. Rev. A, 18, 2533 (1978). *E.Arimondo, A.Bambini, and S.Stenholm.* Phys. Rev. A, 24, 898 (1981). [6] *А.М.Ишханян.* Известия НАН Армении, Физика, 34, 131 (1999). *А.М.Ишханян.* Известия НАН Армении, Физика, 34, 195 (1999). [7] *А.Ж.Мурадян, А.Л.Арутюнян.* Доклады НАН Армении, т.99, №4, с.334-340 (1999). [8] *A.Dulcie, J.Eberly, H.Huang et al.*, Phys. Rev. Lett., 56, 2109 (1986). [9] *P.J.Martin, Ph.L.Gould, B.G.Oldaker, A.H.Miklich et al.*, Phys. Rev. A, 36, 2495 (1987). *А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев.* Письма в ЖЭТФ, 31, 542 (1980). [10] *J.Oreg, F.T.Hioe, and J.H.Eberly.* Phys. Rev. A, 29, 690 (1984).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ФИЗИКА

УДК 539.12.01

Н. А. Корхмазян, Н. Н. Корхмазян

Проблема кварк-лептонной симметрии

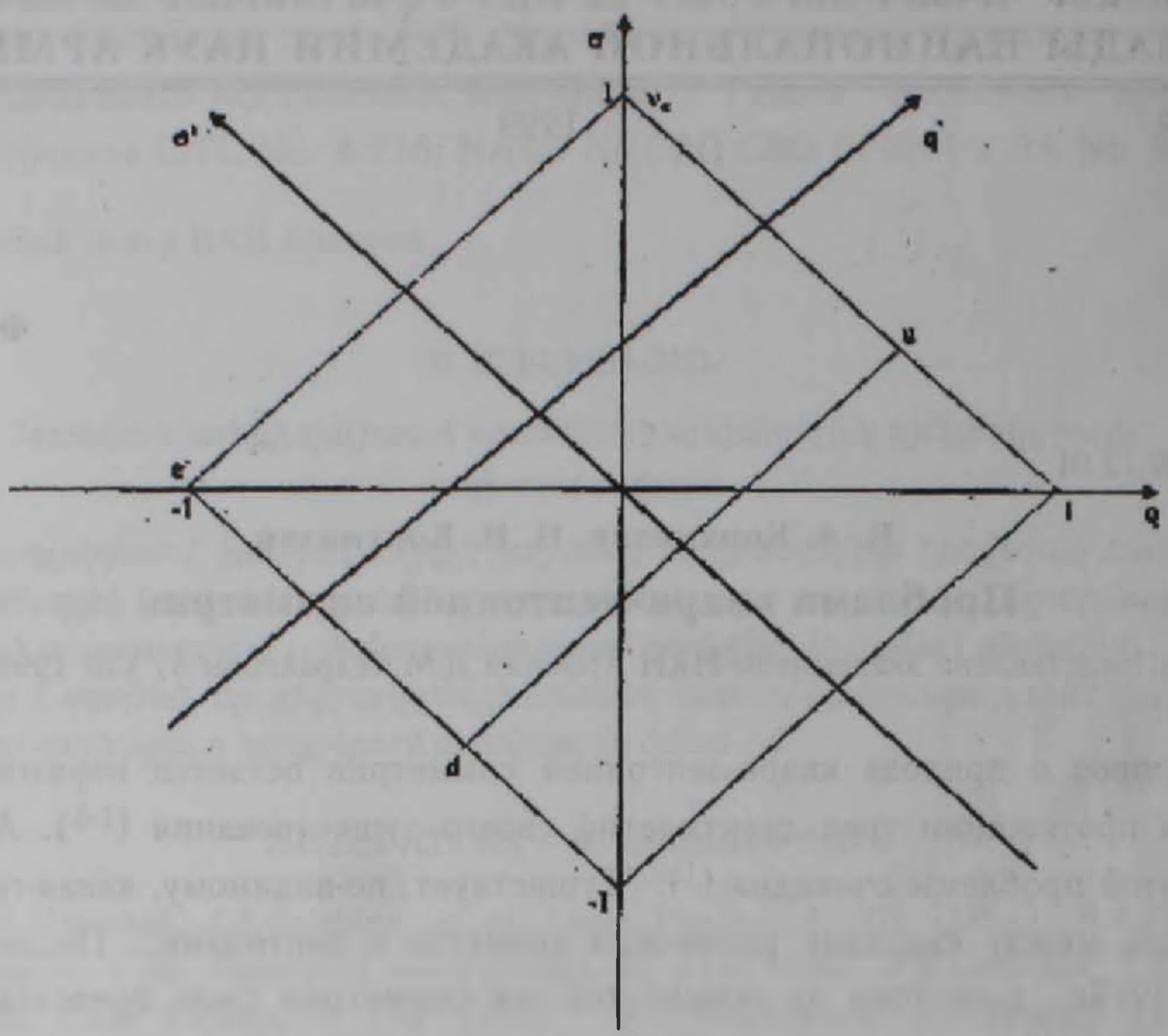
(Представлено академиком НАН Армении Д.М.Седракяном 6/VIII 1999)

Вопрос о природе кварк-лептонной симметрии остается неразгаданным уже на протяжении трех десятилетий своего существования ([1-3]). Актуальность этой проблемы очевидна ([1]): "Существует, по-видимому, какая-то глубокая связь между кварками различных ароматов и лептонами... После открытия в 1975г. τ-лептона на основе той же симметрии было предсказано существование b- и t-кварков". Таким образом, выяснение природы этой симметрии является одной из важнейших задач физики. Проблема, которая стоит перед нами, состоит в том, чтобы найти ту внутреннюю симметрию частиц, вследствие которой в каждом кварк-лептонном поколении обязательно должна быть пара лептонов и пара кварков. В работе ([4]) всем кваркам приписывается новое аддитивное квантовое число – σ, для которого имеет место закон сохранения, что, в свою очередь, приводит к закону сохранения разности барионного и лептонного чисел. Если q – заряд кварка, то σ-числа для кварка и антикварка определяются по формулам

$$\sigma = q - \frac{1}{3}, \quad \tilde{\sigma} = \tilde{q} + \frac{1}{3}. \tag{1}$$

На плоскости (q,σ) кварки и лептоны размещаются симметричным образом по обеим сторонам двух прямых $\sigma = -q$ и $\sigma = q + \frac{1}{3}$, как показано на рисунке. Назовем эту симметрию для краткости $q\sigma$-симметрией. Перейдем к новой системе координат (q',σ'), начало которой находится в центре прямоугольника $ev_e ud$, а оси направлены вдоль указанных прямых. Связь со старыми координатами дается формулами

$$q' = \frac{1}{\sqrt{2}}q + \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma, \quad \sigma' = -\frac{1}{\sqrt{2}}q + \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma - \frac{1}{3\sqrt{2}}. \tag{2}$$



Вершинами нашего прямоугольника будут:

$$e\left(-\frac{1}{\sqrt{2}},\frac{\sqrt{2}}{3}\right);\ v_e\left(\frac{1}{\sqrt{2}},\frac{\sqrt{2}}{3}\right);\ u\left(\frac{1}{\sqrt{2}},-\frac{\sqrt{2}}{3}\right);\ d\left(-\frac{1}{\sqrt{2}},-\frac{\sqrt{2}}{3}\right). \qquad (3)$$

Если частицу характеризовать по координатам (q',σ'), то для прямоугольника имеют место преобразования симметрии, которые преобразовывают четыре частицы одного поколения в "самих себя". Эти преобразования образуют группу с элементами:

E – тождественное преобразование, поворот вокруг оси z (третья ось) на угол 2π;

A – поворот вокруг оси σ' на угол π;

B – поворот вокруг оси q' на угол π;

C – поворот вокруг оси z на угол π.

Для этих элементов имеем групповую таблицу умножения:

	E	A	B	C
E	E	A	B	C
A	A	E	C	B
B	B	C	E	A
C	C	B	A	E

Под умножением понимаем последовательное применение соответствующих операций.

Кроме того, все элементы имеют порядок 2 (кроме единичного элемента E), так как $\chi^2 = E$ и $\chi^{-1} = \chi$, где χ – произвольный элемент группы. Таким образом, совокупность элементов E, A, B, C на самом деле образует группу, причем, как видно из таблицы, эта группа является абелевой.

Преобразование правильного n-угольника в "самого себя" осуществляется при помощи матриц ([5]):

$$D_k = \begin{pmatrix} \cos\frac{2\pi k}{n}, & \sin\frac{2\pi k}{n} \\ -\sin\frac{2\pi k}{n}, & \cos\frac{2\pi k}{n} \end{pmatrix}; \quad U_k = \begin{pmatrix} -\cos\frac{2\pi k}{n}, & \sin\frac{2\pi k}{n} \\ \sin\frac{2\pi k}{n}, & \cos\frac{2\pi k}{n} \end{pmatrix}, \tag{4}$$

где $k = 0,1,2,\ldots,n-1$.

Эти $2n$-матрицы образуют группу порядка $2n$, известную как группу диэдра. 4-группа с $n = 2$ является простейшим примером группы диэдра:

$$E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \; A = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \; B = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \; C = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Так как наша группа изоморфна 4-группе диэдра, то представление (5) является матричным представлением нашей группы. Таким образом, мы приходим к заключению, что если частицы одного поколения распределены на плоскости (q', σ') в вершинах прямоугольника (3), то это распределение подчиняется преобразованиям симметрии, определяемым группой (5). Легко доказать и обратное утверждение, что если распределение частиц на плоскости (q', σ') подчиняется преобразованиям симметрии, определяемым группой (5), и если у одной из частиц имеются координаты, совпадающие с координатами какой-либо частицы из (3), то должны существовать еще три (и только три, без учета цвета кварков) частицы с остальными координатами из (3).

Резюмируя, можно сказать, что природа кварк-лептонной симметрии исходит из $q\sigma$-симметрии, которая, в свою очередь, обязана новому квантовому числу σ, предложенному в работе ([4]). Другими словами, природа кварк-лептонной симметрии состоит в том, что для частиц одного поколения существует группа преобразования симметрии, представляемая 4-группой диэдра.

Армянский педагогический университет им. Х.Абовяна

Ն. Ա. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ, Ն. Ն. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Քվարկ-լեպտոնային համաչափության խնդիրը

Քվարկ-լեպտոնային համաչափության բնույթը, իր գոյության երեսուն տարիների ընթացքում, չի բացահայտված ([1-3]): Խնդիրը կայանում է նրանում, որ պետք է

գտնվի մասնիկների այն ներքին համաչափությունը, որի շնորհիվ քվարկ-լեպտոնային յուրաքանչյուր սերունդ պարունակում է երկու լեպտոն և երկու քվարկ (վերին և ներքին)

Օգտվելով ([4]) աշխատանքում ներմուծված σ պահպանվող նոր քվանտային թվից, ցույց է տրված, որ քվարկ-լեպտոնային մեկ սերնդի մասնիկները ենթարկվում են դիէդրի 4-խմբով ներկայացվող համաչափության ձևափոխություններին:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Л.Б.Окунь*, Физика элементарных частиц, М., Наука, 1987. [2] *Ф.Хелзен, А.Мартин*, Кварки и лептоны, М., Мир, 1987. [3] Современная теория элементарных частиц, М., Наука, 1984. [4] *Н.А.Корхманян*, ДНАН Армении, т.99, №2, с.182-185 (1999). [5] *Е.Вигнер*, Теория групп, М., ИЛ, 1961.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ГИДРАВЛИКА

УДК 551:556

О. В. Токмаджян, К. Х. Овсепян, Т. А. Калантарян, В. Р. Назинян

Применение операционного исчисления для исследования режимов работы водохранилищ

(Представлено академиком НАН Армении Ф.Т.Саркисяном 13/X 1998)

Расчетную формулу при исследовании режимов работы водохранилищ можно получить совместным решением системы уравнений, в которую кроме уравнения водного баланса водохранилища войдут также аналитические зависимости других параметров режима: графики приточности попусков и различные ограничивающие условия.

Данная работа может помочь исследователям и проектировщикам выбрать рациональный, экономичный режим сработки, так как не всегда удается приводить в соответствие графики потребления с возможностями водохранилища в экстремальные по водности годы.

Очевидно, что основой для таких оперативных расчетов должен служить ожидаемый график приточности воды. Методику определения ожидаемой приточности можно получить соответствующей обработкой гидрометрических данных прошлых лет.

Исследование режимов следует проводить в относительных единицах, используя методы операционного исчисления. Перевод единиц времени в относительную систему нецелесообразен.

Основное дифференциальное уравнение водного баланса водохранилища напишем как

$$\frac{dW}{dt} = Q^{+} - Q^{-} - Q_{\Phi}, \qquad (1)$$

где W – объем воды в водохранилище,

Q^{+}, Q^{-} – приточность и попуски из водохранилища,

Q_{Φ} – расход фильтрационных потерь.

В уравнении (1) не учтены приточность атмосферных осадков и испарение с водной поверхности. Исследования крупных водохранилищ Армении показывают, что вес их в балансе водохранилища не более двух процентов.

Приведем уравнение водного баланса водохранилища к безразмерному виду, принимая за базисные величины: $W_н$ – номинальный объем водохранилища и $Q_н$ – номинальный расход через водовыпуск $W = V \cdot W_н$, $Q = qQ_н$

$$W_н \frac{dV}{dt} = q^+ Q_н - q^- Q_н - q_ф Q_н$$

и окончательно

$$T\frac{dV}{dt} = q^+ - q^- - q_ф. \qquad (2)$$

Лапласовское изображение безразмерного уравнения будет

$$TpV(p) = q^+(p) - q^-(p) - q_ф(p), \qquad (3)$$

где параметр $T = W_н / Q_н$ – постоянная времени водохранилища. Этот параметр численно равен времени сработки полезного объема воды в секундах, при попусках, равных номинальному расходу через водовыпуски.

Формулы для расчета режимов работы водохранилища можно получить совместным решением аналитических зависимостей, составляющих баланс и различные ограничивающие условия. При указанных исследованиях общее решение задачи очевидно не всегда необходимо и можно вводить определенные упрощения для конкретных задач.

Функциональные зависимости режимных параметров можно моделировать графиками, для которых в таблицах по применению операционного исчисления даются их изображения и оригиналы.

Последнее обстоятельство очень важно при решении проектных задач о трансформации паводка и попуске расхода через водосбросные сооружения.

Выразим параметры эквивалентного синусоидального графика приточности через параметры исходного эксплуатационного графика. Представим график приточности как положительную полуволну синусоиды.

$$q^+ = A\sin\omega t,$$

где A, ω – соответственно амплитуда и угловая частота синусоиды.

Расчетная синусоида должна удовлетворить следующим основным условиям:

площадь полуволны синусоиды и графика приточности с учетом масштаба должны быть равны,

продолжительность графика приточности должна соответствовать полупериоду расчетной синусоиды.

Эти условия обеспечивают критерии равенства стоков и гомохронности. Таким образом расчетный график приточности должен иметь следующие параметры:

общий сток поступает за время t_n;

угловая частота расчетной синусоиды $\omega = \frac{\pi}{t_n}$;

амплитуда расчетной синусоиды $A = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V}{t_n} = 1{,}57 \frac{V}{t_n}$;

Ниже рассмотрены два примера составления и решения системы уравнений: при неизменной приточности и при синусоидальном графике приточности.

Пример 1. При неизменной приточности воды в водохранилище попуски осуществляются через время t_3 по отношению к началу приточности, изменения фильтрационных потерь пропорциональны наполнению водохранилища.

Система уравнений, описывающая процесс, будет следующая:

уравнение водохранилища $T\frac{dV}{dt} = q^+ - q^- - q_\Phi$,

приточность $q^+ = \text{const}, t > 0$,

попуски $q^- = 0 \ t \le t_3, \ q^- = \text{const}, t > t_3$,

потери $q_\Phi = q_{\Phi_0} + KV$.

Лапласовское изображение постоянной приточности будет q^+ / p, функция попусков, смещенная в сторону увеличения t на величину t_3, будет $(q^- / p)\exp(-pt_3)$, а функция фильтрационных потерь $q_{\Phi_0} / p + KV(p)$.

Таким образом, операторное выражение уравнения водохранилища будет иметь вид

$$TpV(p) = q^+ / p - (q^- / p)\exp(-pt_3) - (q_\Phi / p) - KV(p). \qquad (4)$$

Последнее уравнение перепишем в виде, удобном для нахождения оригинала исходной функции, и введем следующие обозначения:

$$-\alpha = q^+ - q_{\Phi_0}, \ \tau = \frac{T}{K}.$$

$$V(p) = \frac{\alpha}{Tp\left(p + \frac{1}{\tau}\right)} - \frac{q^-}{Tp\left(p + \frac{1}{\tau}\right)}\exp(-pt_3). \qquad (5)$$

Оригинал искомого выражения, т.е. изменение наполнения по времени, находим по таблицам преобразованных функций, используя теоремы операционного исчисления ([1])

$$V(t) = \frac{\alpha}{T}\left[\tau\left(1 - \exp(-t / \tau)\right)\right] - \frac{q^-}{T}\left[1 - \exp\left(1 - \frac{t - t_3}{\tau}\right)\right]. \qquad (6)$$

Полученная формула (6) является расчетной по условиям примера 1. Постоянная времени τ характеризует сработку с учетом данных фильтрационных потерь.

Пример 2. Рассмотрим режим работы водохранилища, когда при синусоидальном графике приточности делаются неизменные попуски. Потери из водохранилища описываются линейной зависимостью от наполнения. Система уравнений, описывающих режим работы водохранилища, будет:

уравнение водохранилища $T\dfrac{dV}{dt} = q^{+} - q^{-} - q_{\Phi}$,

приточность $q^{+} = A\sin\omega t$,

попуски $q^{-} = \text{const}$,

потери $q_{\Phi} = q_{\Phi_0} + KV$.

Лапласовские изображения составляющих баланса можно написать в виде: приточность $q^{+}(p) = \dfrac{A\omega}{p^2 + \omega^2}$; попуски $q^{-}(p) = \dfrac{q^{-}}{p}$; потери $q_{\Phi} = \dfrac{q_{\Phi_0}}{p} + KV(p)$.

Уравнение водохранилища в операторном виде будет

$$TpV(p) = \frac{A\omega}{p^2 + \omega^2} - \frac{q^{-} + q_{\Phi 0}}{p} - KV(p). \tag{7}$$

Приведем последнее уравнение к виду, удобному для нахождения оригинала по таблицам преобразованных функций, и введем обозначения, как в примере 1:

$$V(p) = \frac{1}{T}\left[\frac{A\omega}{\left(p^2 + \omega^2\right)\left(p + 1/\tau\right)} - \frac{\alpha}{p\left(p + 1/\tau\right)}\right]. \tag{8}$$

Оригинал последнего операторного выражения находим по таблицам ([2]).

$$V(t) = \frac{1}{T}\left[\frac{A\omega}{\left(1/\tau\right)^2 + \omega^2}\left(\exp\left(-t/\tau\right) + \right.\right. \tag{9}$$

$$\left.\left. + \frac{1}{\omega\tau}\sin\omega t - \cos\omega t - \alpha\tau\left(1 - \exp t/\pi\right)\right)\right].$$

Приведенные примеры показывают пути получения расчетных формул для проектных исследований и управления режимом работы водохранилища при эксплуатации.

В заключение отметим две важные задачи для управления режимом работы водохранилищ, которые можно решить по предлагаемой методике:

– составление диспетчерских графиков и их корректировка в течение оросительного сезона;

– управление режимом сработки водохранилища при совместной работе с насосной станцией с целью экономии электрической энергии.

Институт водных проблем и гидротехники

Հ. Վ. ԹՈՔՄԱՋՅԱՆ, Կ. Խ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Տ. Ա. ՔԱԼԱՆԹԱՐՅԱՆ, Վ. Ռ. ՆԱՋԻՆՅԱՆ

Օպերացիոն հաշվարկի կիրառումը ջրամբարի աշխատանքի ռեժիմը ուսումնասիրելու համար

Հոդվածում առաջարկվում է Լապլասի օպերացիոն մեթոդը կիրառել ջրամբարում կուտակված և սպասվելիք ջրի արդյունավետ օգտագործման ռեժիմի հաշվարկի համար:

Յույց է տրվում, որ ջրամբարի աշխատանքը նկարագրող հավասարումներով կարելի է ստանալ պատրաստի բանաձևեր, ուր հաշվի է առնվում ներհոսքը, թողքը, կորուստները և այլ պայմաններ ու բնութագրեր:

Մեթոդը թույլ է տալիս օգտագործել նաև գրաֆիկների ձևով ներկայացված ֆունկցիաներ, որոնց համար Լապլասի աղյուսակներում տրված են համապատասխան արտահայտություններ, որոնք կարելի է օգտագործել դիֆերենցիալ հավասարումների լուծելու ժամանակ: Երկու կոնկրետ օրինակներով ցույց է տրված օպերացիոն մեթոդի օգտագործման ուղիները տվյալ պայմաններում: Այդ մասնավոր դեպքերի համար ստացված են հաշվարկային բանաձևեր:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *М.Ф.Гарднер. Дж.Л.Бернс*, Переходные процессы в линейных системах, М., Гос. изд. техн.-теор. лит., 1951. [2] *С.Г.Гинзбург*, Методы решения задач по переходным процессам в электрических цепях, М., Сов. радио, 1959.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ГЕОЛОГИЯ

УДК 551.24

Р. А. Мандалян

О структурно-контролируемых преобразованиях карбонатных пород в ряде разломных зон территории Армении

(Представлено академиком НАН Армении Р.Т.Джрбашяном 30/IV 1999)

Изучение разломов служит важнейшим звеном в познании геологического строения региона как в смысле прогноза сейсмотектонических явлений, так и установления закономерностей формирования полезных ископаемых. Для характеристики приразломных деформаций применяется ряд методов: структурно-геологическое и геоморфологическое картирование, дешифрирование космо- и аэроснимков, геофизические исследования. Наряду с этим необходима и литолого-петрографическая диагностика таких стрессовых явлений, как перекристаллизация, наложенная доломитизация, деформации галек и раковин вместе с вмещающими породами, присутствие разорванных кристаллов полевых шпатов, кварца с волнистым погасанием, милонитов ([1,2]). Особо отметим, что в силу вещественного состава и физико-механических свойств карбонатные толщи наглядно отражают наложенные структурные дислокации и сопровождающие их термально-гидрохимические процессы. В этой связи в карбонатных формациях верхней юры-нижнего мела Армении, имеющих площадное развитие в Капанском антиклинории, Иджеванском грабен-синклинории и Базумском горст-антиклинории, диагностируется следующий комплекс структурно-вещественных преобразований, обусловленный проявлением разрывных и пластических деформаций (таблица).

Перекристаллизация охватывает породу нацело: органические остатки теряют черты первичного строения, а цемент раскристаллизовывается в светлые кальцитовые агрегаты. Имеют место деформации оолитов с нарушением концентрического строения и возникновением вторичной сферолитовой структуры. При максимальном проявлении стрессовых натяжений и в зависимости от первично-седиментационных структур известняк (доломит) преобразуется в зернистую породу со сверкающим кристаллическим изломом или плотную мелкозернистую породу с перламутровым блеском. Оба свойства придают мраморизованным породам декоративный вид и делают их качествен-

Сводная характеристика структурно-контролируемых преобразований в ряде разломных структур территории Армении

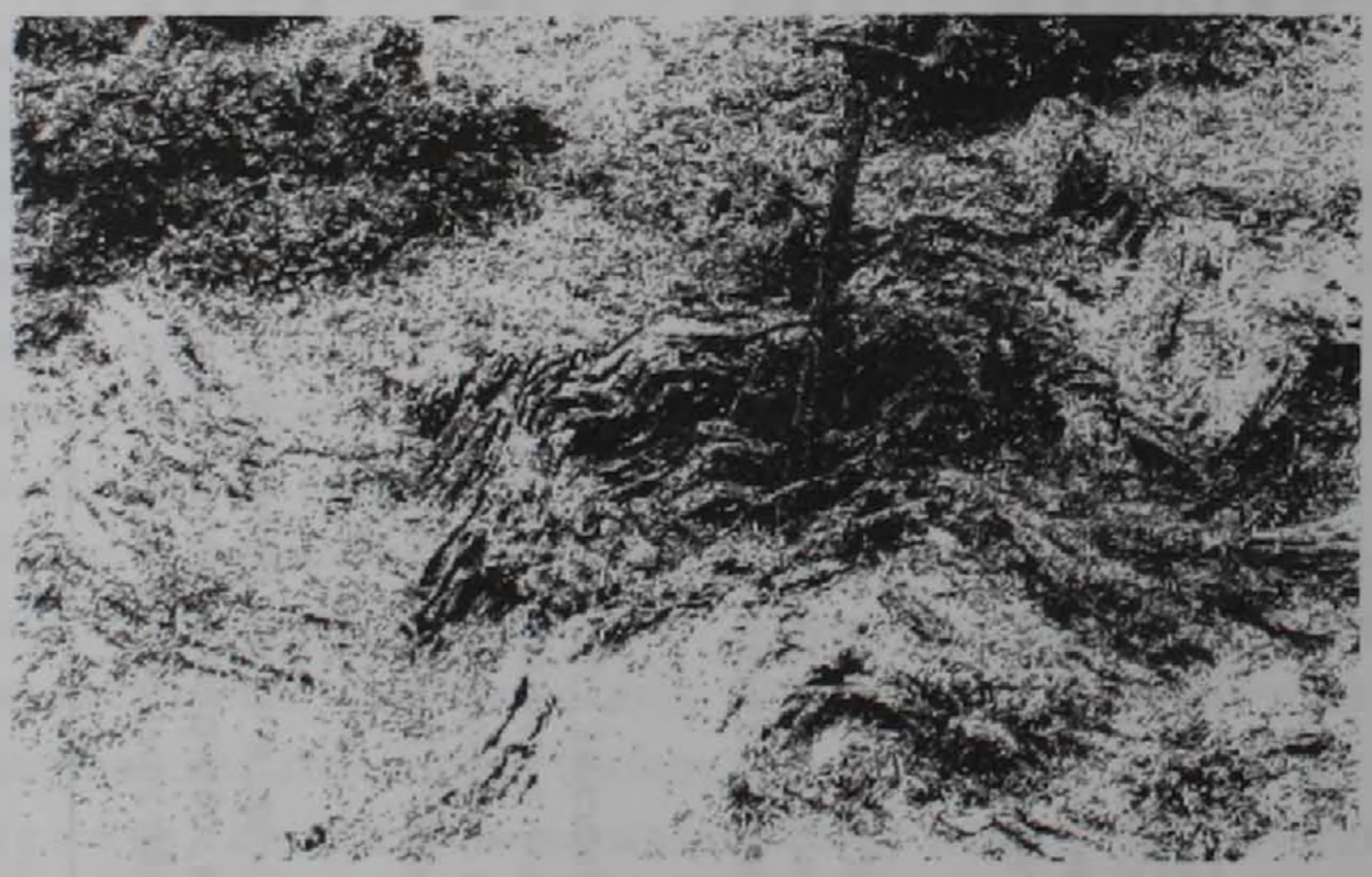
Структурная позиция, местоположение	Установление дислокации	Характер преобразований
Юго-западное крыло Капанского антиклинория, полоса его тектонического сочленения с Зангезурским антиклинорием, бассейн р.Вохчи	Хуступ-Гиратахский разлом глубокого заложения и взбросового характера	Мраморизация, брекчирование, кливаж, гофрировка, доломитизация, флюоритизация, умеренное травертинообразование
Периклинальное погружение и северо-восточное крыло Капанского антиклинория и полоса сочления с Горисским синклинорием, бассейн р.Воротан	Воротанская группа разломов преимущественно сбросового типа с выходами термальных вод	Перекристаллизация, гофрировка, умеренная доломитизация, интенсивное травертинообразование
Иджеванский (Агстевский) грабен-синклинорий и его сочленение с юго-восточной, периклинальной частью Алавердского и северным крылом Шамшадинского антиклинориев, бассейн р.Агстев	Спитакджур-Гандзасарский, Лусадзор-Акнахбюрский и Дитаванский (Ревазлинский) сбросы	Перекристализация, брекчирование, доломитизация, кальцитовая минерализация, развитие жил альпийского типа, карстообразование, слабое травертинообразование
Северное крыло и осевая часть Базумского горст-антиклинория, северный склон Базумского хребта, бассейн правобережья р.Дзорагет	Базумская система дислокаций глубокого заложения, преимущественно взбросового и сбросового характера	Площадная перекристализация, мраморизация, умеренная доломитизация, интенсивная стрессовая инкорпорация, кальцитизация, травертинообразование

ным материалом для изготовления облицовочного камня и архитектурно-строительных деталей. В этом смысле показательна приуроченность Геханушского, Давидбекского и Енокаванского месторождений мраморизованных известняков к приразломным зонам.

Формирование тектонических брекчий связано с нарушением сплошности (разламыванием, скручиванием) и стрессовой обкаткой (вальцовкой) блока карбонатных пород с превращением последнего в брекчиевидное тело, состоящее из полуокруглых и камнеподобных фрагментов, частично вдавленных друг в друга. Величина их – от мельчайших до 0,85-1,2 м в поперечнике. Тектонические брекчии слагают линзо- и клиновидные тела со значительными колебаниями мощностей от 5-6 до 12-13 м.

Кливаж разлома как направленное стрессовое рассланцевание или разлистование карбонатных пород, осуществляемое в направлении под углом или перпендикулярно по отношению к простиранию пластов. Наиболее интенсивные проявления его примыкают к зонам брекчирования.

Гофрировка (плойчатость) как стрессовое расслоение пласта или кливаж напластования сопровождается мелкими складками и изгибами (рисунок). Вместе с этим вторичная полосчатость (обеление и "затемнение"), развивающаяся часто в гофрированных известняках и связанная с миграцией углеводородов при перекристаллизации, придает им облик метаморфических сланцев. Сплошной гофрировкой охвачены толщи мощностью от 20 до 130 м



Гофрированные известняки в полосе Хуступ-Гиратахского разлома

Формирование жил альпийского типа – выполнение межблоковых трещин скола средне-крупнокристаллическим кальцитом (до 12-15 см по длинной оси), скрепленным молочно-белым или буровато-серым карбонатным цементом гидрохимического характера.

Развитие кальцитовой минерализации в зонах дробления, раздува пластов и карстовых полостях с формированием штокверкообразных

тел, кальцитовых жил (мощностью до 2,5 м) и гнезд, содержащих кристаллы исландского шпата.

Тектоническая (Т) доломитизация известняков, возникающая при циркуляции магнезиальных растворов по трещинам сбросовых и надвиговых зон, а также в складках, раздувах и утолщениях ([2]). Характерно развитие следующих морфологических разностей:

– трещинной с формированием прожилков доломита толщиной от нескольких миллиметров до 2,5-3 см;

– пятнистой с замещением частей пласта или блока известняка с сохранением реликтов последнего в виде светлых пятен на фоне желтовато-бурого новообразованного доломита;

– сплошной доломитизации, развитой по простиранию пласта на коротком расстоянии (до 1,2 м) и переходящей по мере убывания к пятнистой и трещинной.

Стрессовая инкорпорация заключается в разъедании и обламывании песчаной примеси карбонатных пород вновь образованной мраморовидной массой. Характерна для участков интенсивного складкообразования и максимально развита в опрокинутых складках.

Раздавливание радиолярий, присутствующих в качестве примеси в форамениферово-микрозернистых известняках, является примером интенсивного динамометаморфизма. При этом раковинки радиолярий превращаются в слегка вытянутые кварцевые агрегаты с волнистым угасанием, а преобладающий карбонатный компонент нацело теряет седиментационные признаки.

Флюоритизация карбонатных пород проявлена в развитии по трещинам бесцветных кристаллов кубического габитуса с размерами 0,2-1,5 мм. Определяется в составе тяжелой фракции минерального нерастворимого остатка в количестве 0,5-1%. В трещинах приразломных зон флюорит иногда визуально определяется в форме тонких цепочкообразных агрегатов.

Хотя и описанные преобразования карбонатных пород неоднократно осуществлялись в поздний мезозой-кайнозойской истории развития, особенности геологической обстановки и связь с современным рельефом позволяют наметить их преимущественную связь с тектоническими подвижками, имевшими место в орогенный этап развития. Примечательно развитие многих из рассмотренных преобразований в зоне проявления Зангезурских землетрясений разных лет в пределах Хуступ-Гиратахского (Давидбек, Шишкерт) и Воротанского разломов (Татев, Барцраван) ([3]). Преобразования интенсивны и в полосе Дитаванского сброса, ограничивающего Иджеванский грабен-синклинорий с востока. Максимальные же изменения испытали позднеюрские-нижнемеловые известняки Базумского горст-антиклинория. Обусловлено это тем, что, являясь глубоководной частью титон-неокомского бассейна, эта область стала ареной офиолитообразования, а затем испытала интенсивное проявление тре-

тичного орогенеза. Интересно, что проявление тектонических напряжений с преобладанием стресса, ориентированного перпендикулярно к горным цепям, отчетливо диагностируется в областях, сформированных в процессе альпийской складчатости. При этом анализ геологических структур с учетом деформационных свойств пород в складках Альп, Юрских гор и других регионов показывает величины тектонического стресса от 200 до 1700 кгс/см^2 ([4]). В миоцен-четвертичный этап развития структурно-контролируемые преобразования карбонатных пород принимают иной характер. В Иджеванском синклинории и сопредельных структурах это возрастающее развитие карста в форме воронкообразных колодцев, пещер (Руси-Тала, Сарцатун) и пропасти Зрнган, глубиной около 40 м. Их формирование контролируется древними тектоническими разрывами субмеридионального и отчасти широтного простирания и сопровождается выносом продуктов разрушения – известковой и доломитовой муки, карстовых брекчий, остаточного глинистого вещества. Судя по частоте развития карстовых пещер на разных гипсометрических уровнях (от 900 до 1700 м), в междуречье Агстев-Ахум можно ожидать наличие каскадных и многоэтажных карстовых систем. Формирование глубинного карста имело место и по левобережью р.Агстев, включая приводораздельную часть (окрестности сел Куйбышев и Енокаван, отроги Иджеванского хребта), где оно также обусловлено одновременным развитием коррозионных и эрозионных процессов. Большая мощность карстующихся пород, проявления разломной тектоники, развитие древнего гидротермального выщелачивания, влажный современный климат и обилие лесного покрова делают необходимым особо внимательное отношение к этому грозному явлению природы в Тавушской области. Это продиктовано наличием здесь, в обрамлении закарстованных массивов, таких объектов, как искусственные водоемы, автомобильные трассы, развивающиеся населенные пункты и городские микрорайоны.

Непосредственно четвертичный этап характеризуется формированием травертиновых полей, проявленным особо интенсивно вдоль Ерахского хребта и предгорной части Араратской котловины (Веди, Арарат). Это многофазное явление имеет отчетливые структурные предпосылки, состоящие в омоложении региональных разломов неотектоническими подвижками ([5]). В Сомхето-Карабахской зоне травертинообразование проявлено умеренно и возрастает вдоль ее контактов со структурами более высокой кайнозойской тектонической активности: Севано-Ширакским и Горисским синклинориями, Зангезурским антиклинорием.

Институт геологических наук НАН Армении

Ռ. Ա. ՄԱՆԴԱԼՅԱՆ

Հայաստանի տարածքի մի շարք բեկվածքային գոնաներում կարբոնատային ապարների կառուցվածքա- վերահսկողական վերափոխումների մասին

Հայաստանի վերին յուրա-ստորին կավճի կարբոնատային ֆորմացիաների սահմաններում, որոնք ենթարկվել են տեկտոնական դիսլոկացիաների, հաստատվում է հետևյալ վերափոխությունների համալիրը՝ մարմարացում, բրեկչիավորում, կլիվաժ, ալիքավորում, ռոլոմիտացում, ստրեսային ներառում, կալցիտային հանքայնացման զարգացում, ֆլյոիտիացում: Թեկուզ և այդ երևույթները բազմիցս իրենց են գալիս ուշ մեզո-կայնոզոյան զարգացման պատմության մեջ, երկրաբանական հանգամանքների առանձնահատկությունները թույլ են տալիս նշել դրանց առավելագույն կապը օրոգենի հետ:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Ж.Гогель*, Основы геотектоники, М., Мир, 1969. [2] *Р.А.Мандалян, Ж.О.Степанян, Г.Б.Нисанян*, Айастани шинарарнери техекагир, Спец.выпуск, №4, 1999. [3] *А.А.Габриелян, О.А.Саркисян, Г.П.Симонян*, Сейсмотектоника Армянской ССР, Изд.ЕГУ, 1981. [4] *П.Н.Кропоткин, В.Н.Ефремов, В.М.Макеев*, Геотектоника, №1, с.3-32, 1987. [5] *Р.А.Мандалян, В.А.Варданян, А.Л.Ананян*, Изв.НАН РА, Науки о Земле, т.51, №1-2, с.76-83 (1998).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

УДК 577.12.577.151

М. О. Саакян, А. З. Пепоян, Л. А. Киракосян, А. Р. Епископосян, О. Г. Карапетян, А. О. Карапетян, А. А. Шагинян,
академик НАН Армении **К. Г. Карагезян**

Влияние кислотности среды на рост и размножение штаммов Escherichia coli

(Представлено 21/V 1999)

Известно, что состояние микробной экологии хозяина имеет важную, а возможно, и решающую роль в возникновении определенных форм спонтанных и индуцированных злокачественных новообразований человека и животных ([1,2]). Из организма здорового человека были выделены некоторые штаммы E.coli, обладающие канцеролитическими свойствами, в отличие от тех же микроорганизмов, выделенных из организма больных раком людей ([3]). Нами было установлено, что указанные штаммы, выделенные из организма здорового и больного раком человека, отличаются некоторыми физико-химическими параметрами клеток ([4]). Между тем практически отсутствуют работы, выявляющие механизмы их канцеролитического действия. Мало известно и о повелении этих микроорганизмов в ответ на их активность. Для решения указанной задачи в настоящей работе исследовано влияние кислотности среды на рост и размножение указанных штаммов E.coli in vitro.

В экспериментах использованы бактериальные клетки, зарегистрированные в Государственном научно-исследовательском институте стандартизации и контроля медицинских и биологических препаратов им. Л.А.Тарасевича (паспорт №01-07/89, 22.03.83 г.) ([3]).

Для получения непатогенной кишечной палочки от обследуемого лица в стерильных условиях брали 1 г кала, добавляли 10 мл физиологического раствора и спустя 15 мин производили посев на среду Эндо, затем помещали в термостат на 24 ч при 37°С. После этого со среды Эндо производили посев на 2% мясопептонный агар для выделения E.coli. Посевы помещали в термостат при той же температуре на 24 ч. Культуры проверяли по Граму, по биохимическим тестам и критериям соответственно требованиям определителя Берги ([5]).

Таблица 1

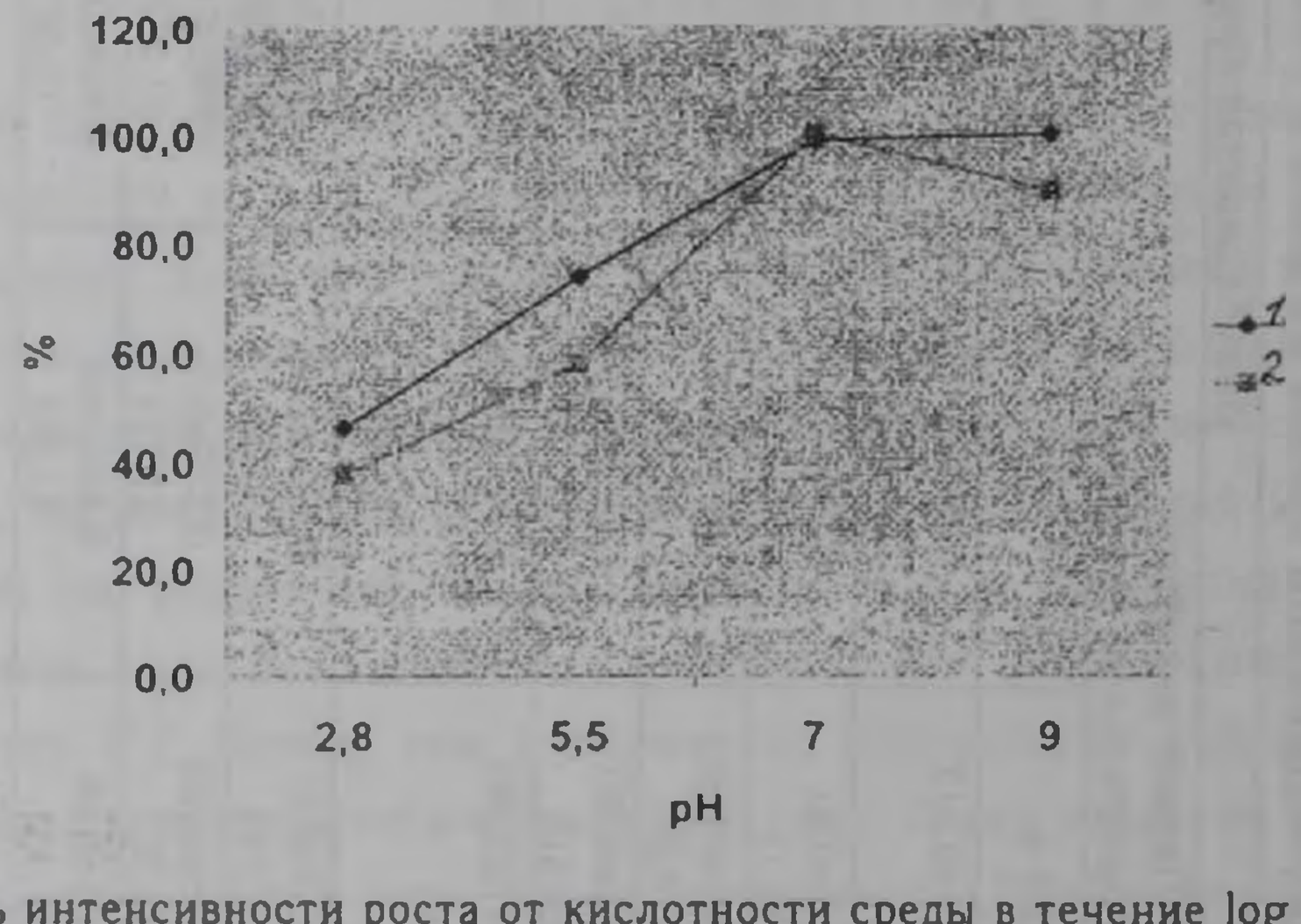
Влияние кислотности инкубационной среды на рост и размножение клеток E.coli

РН бактериальной суспензии	Инкубационная среда						
	Период инкубации в питательном бульоне				Период инкубации в минимальной среде М-9		
	Начало инкубации	2,5 ч	4 ч	16 ч	Начало инкубации	2,5 ч	16 ч
E.coli (G-35 №61) pH 2,8	0,011±0,02	0,011±0,017	0,09±0,018	0,091±0,021	0,03±0,041	0,03±0,068	0,03±0,05
pH 5,5	0,081±0,01	0,17±0,01 (2,1)	0,308±0,27 (1,81)	0,353±0,067 (1,15)	0,078±0,11	0,078±0,07 (1)	0,246±0,091 (3,15)
pH 7	0,018±0,004	0,292±0,065 (16,2)	0,614±0,124 (2,17)	0,614±0,707 (1)	0,109±0,008	0,143±0,043 (1,3)	0,253±0,066 (2,3)
pH 9	0,1±0,008	0,261±0,081 (2,61)	0,567±0,098 (2,17)	0,567±0,101 (1)	0,069±0,018	0,072±0,036 (1,04)	0,189±0,046 (2,7)
E.coli от больного раком человека pH 2,8	0,14±0,09	0,147±0,087	0,147±0,09	0,15±0,02	0,14±0,08	0,162±0,041 (1,06)	0,166±0,06 (1,02)
pH 5,5	0,191±0,02	0,237±0,07 (1,24)	0,281±0,08 (1,2)	0,298±0,071 (1,053)	0,202±0,09	0,237±0,06 (1,17)	0,184±0,047
pH 7	0,241±0,048	0,317±0,091 (1,32)	0,377±0,1 (1,19)	0,398±0,074 (1,056)	0,213±0,082	0,196±0,97	0,134±0,065
pH 9	0,221±0,011	0,32±0,08 (1,45)	0,4±0,096 (1,25)	0,428±0,08 (1,07)	0,1±0,067	0,17±0,067 (1,78)	0,28±0,071 (1,65)

Примечание. В таблице приведены абсолютные значения показания спетрофотометра СФ-46, в скобках даны относительные скорости роста бактериальных культур

В качестве питательных сред для изучения роста и размножения указанных штаммов E.coli были использованы питательный бульон и среда М-9 (переход от кислой среды к щелочной осуществляли при помощи HCl и NaOH) ([6]).

В табл.1 приведены данные по влиянию pH среды культивирования на рост и размножение бактериальных клеток E.coli. Как видно из табл.1, в зависимости от типа инкубационной среды наблюдается изменение скорости фазовых переходов роста изученных бактерий. Показано, что для обоих типов клеток E.coli переход от логарифмической в стационарную фазу завершается примерно через 2,5 ч после инкубации. Результаты экспериментов свидетельствуют также (табл.1), что изученные штаммы E.coli отличаются по своим кинетическим параметрам роста. Установлено, что если для клеток штамма E.coli G35 №61 наибольший рост в питательном бульоне наблюдается в нейтральной среде, то клетки E.coli, выделенные из больного раком организма, хорошо растут и в щелочной среде (рисунок).



Зависимость интенсивности роста от кислотности среды в течение log фазы.
На оси ординат – относительная плотность клеточной суспензии по СФ
от максимальной плотности при различных pH среды культивирования.
1 – E.coli, выделенные из больного раком организма; *2* – E.coli G35 №61

В табл.2 представлены данные по изменению pH среды культивирования при росте клеток в стационарной фазе роста в зависимости от типа инкубационной среды. Установлено, что в среде М-9 наблюдается четкий сдвиг pH среды (снижается значение pH среды) в процессе роста обоих типов бактериальных суспензий E.coli. При этом выявлено, что наибольший сдвиг в случае среды М-9 наблюдается при росте культур с первоначальными значениями pH 5,5 и pH 9. В то же время обнаружен переход pH из кислой в щелочную при росте бактерий в питательном бульоне, кроме случаев суспензии с первоначальными значениями pH 9.

Таблица 2

Изменение pH среды культивирования при росте клеток E.coli в зависимости от типа среды роста и размножения

Значение pH бактериальной суспензии в начале инкубации	Значение pH ночных культур	
	Минимальная среда М-9	Питательный бульон
E.coli (G-35 №61) pH 2,5	2,26±0,093 (1,106)	2,55±0,022 (0,98)
pH 5,5	4,2±0,05 (1,3)	7,2±0,041 (0,76)
pH 7	6,23±0,02 (1,124)	7,64±0,143 (0,92)
pH 9	6,9±0,032 (1,3)	8,4±0,08 (1,07)
E.coli от больного чел. pH 2,5	2,3±0,061 (1,09)	2,57±0,031 (0,97)
pH 5,5	4,5±0,009 (1,22)	8,05±0,104 (0,7)
pH 7	6,22±0,102 (1,125)	8,02±0,088 (0,87)
pH 9	6,95±0,161 (1,3)	8,53±0,073 (1,06)

Примечание. в скобках приведено относительное изменение pH среды ночных культур E.coli

Таким образом, данные табл.2 показывают, что при росте клеток E.coli, в результате метаболических процессов бактерий в зависимости от типа инкубационной среды, имеет место изменение pH среды. В обоих типах клеток E.coli направленность изменения pH как в питательном бульоне, так и в среде М-9 одинакова.

Все вышеуказанное дает возможность заключить, что клетки E.coli, выделенные из здоровых и больных раком организмов, отличаются характером роста и размножения, что в конечном счете должно отражаться на взаимодействии бактерия-опухоль in vitro.

Институт прикладных проблем физики Академии наук Республики Армения
Институт молекулярной биологии Академии наук Республики Армения
Агентство по лекарствам и медицинским технологиям Министерства здравоохранения Республики Армения

Մ. Օ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Ա. Զ. ՓԵՓՈՅԱՆ, Լ. Հ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Հ. Ռ. ԵՊԻՍԿՈՊՈՍՅԱՆ,
Օ. Գ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Օ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ
ակադեմիկոս Կ. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈԶՅԱՆ

Միջավայրի թթվայնության ազդեցությունը Escherichia coli շտամների աճման և բազմացման պրոցեսների վրա

Ուսումնասիրվել է արտաքին միջավայրի ազդեցությունը առողջ մարդկանցից և քաղցկեղով հիվանդներից անջատված E.coli շտամների վրա :

Պարզվել է, որ ճշված բակտերիաների մոտ ֆագային անցումը լոգարիթմականից ստացիոնարի՝ անկախ բակտերիաների տիպից, ի հայտ է գալիս մոտավորապես 2.5 ժամից: Չնայած այդ, ցույց է տրվել, որ ուսումնասիրվող E.coli-ի շտամները տարբերվում են իրենց կինետիկական բնութագրերով՝ աճման արագություններով, օպտիմալ pH և այլն:

Բացահայտվել է, որ E.coli-ի բջիջների մոտ աճման և բազմացման պրոցեսի ընթացքում տեղի է ունենում միջավայրի pH-ի փոփոխություն, որի ուղղվածությունն այդ շտամների մոտ միաբնույթ է:

Վերոհիշյալ ուսումնասիրությունները վկայում են, որ հիվանդ և առողջ մարդկանցից անջատված շտամները տարբերվում են իրենց աճման և բազմացման պրոցեսներով, որոնք ակնհայտորեն կարող են անդրադառնալ ինկուբացիոն ժամանակահատվածում in vitro *պայմաններում բակտերիա-ուռուցք փոխադրեցության վրա:*

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *S.Morinaga, K.Sakamoto, K.Konishi*, Jpn J.Cancer Res., v.79, p.117-124 (1988). [2] *S.Kaji*, Fukuoka Ogaku Zasshi, v.85. p.294-308 (1994). [3] *А.О.Карапетян*, Автореф. канд. дис., М., (1987). [4] *Pepoyan et al.*, ABST, ISFOS, Redox, 1999. [5] *Р.Досон, Д.Эллиот, У.Эллиот* и др., Справочник биохимика, М., Мир, 1991. [6] Краткий определитель бактерий Берги, Под ред. Дж. Хоулта, М., Мир, 1980.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

БИОХИМИЯ

УДК 612.07.1.612.112.94

В. С. Априкян, академик НАН Армении **А. А. Галоян**

Антибактериальная активность нового гипоталамического полипептида

(Представлено 24/XII 1998)

Среди фундаментальных проблем современной нейроиммунологии одной из наиболее значимых является проблема гипоталамической регуляции иммунных функций ([1]). Впервые из гипоталамуса А.А.Галояном и соавт. были выделены и охарактеризованы полипептиды ([2]) и установлены их первичные структуры ([3]). Изучена их иммунорегуляторная активность. В частности установлено, что гипоталамические полипептиды (ГП) способны регулировать образование антител (АТ) на Т-зависимые, Т-независимые и поликлональные антигены (АГ) ([4,5]), клеточно-опосредованный иммунный ответ ([6]), фагоцитарную ([7]), антиген-представляющую ([8]) функции макрофагов (МФ), выработку цитокинов: интерлейкина-1 ([9]), интерлейкина-2 ([8]), интерлейкина-6 и фактора некроза опухолей-α ([6]). Исходя из ключевой роли обнаруженных феноменов в противоинфекционном иммунитете ([10]), целесообразным представлялось исследование противоинфекционных свойств ГП.

Целью настоящего исследования явилось изучение противоинфекционной активности структурально охарактеризованного пролин-богатого пептида гипоталамуса (PRP) ([3]) на экспериментальных моделях бактериальных инфекций у мышей.

В экспериментах использовали беспатогенных мышей-гибридов (около 2000) первого поколения (CBAxC57BL/6I)F_1, самок 6 – 8-недельного возраста из питомника "Столбовая" РАМН. ГП получали из фракций низкомолекулярных белков и пептидов гипоталамуса крупного рогатого скота ([2]). Для моделирования инфекционных патологий мышей инфицировали 18 ч культурами патогенных штаммов микроорганизмов: Salmonella typhimurium, Salmonella cholerae suis, Salmonella typhi, Escherichia coli, Pseudomonas aeruginosa, Shigella flexneri, Shigella sonnei, Staphylococcus aureus, Streptococcus pneumoniae. Выживаемость мышей выражали в процентах выживших животных от общего их количества в опытных и контрольных группах. Постановку сероло-

гических реакций осуществляли в реакции пассивной гемагглютинации ([11]). Титр АТ выражали в $1og_2$. Влияние ГП на рост бактерий в организме инфицированных мышей определяли по степени интенсивности очищения брюшной полости животных от внутрибрюшинно (в/б) инъецированных микроорганизмов ([12]). Количество колоний жизнеспособных микроорганизмов в отсутствие ГП принимали за 100% (контроль). Влияние ГП выражали в процентах от контроля. Идентификацию МФ в клетках перитонеального экссудата (КПЭ) проводили цитохимически по активности α-нафтил ацетат эстеразы ([13]). Этиотропное действие ГП оценивали как непосредственное их влияние на рост микроорганизмов в культурах in vitro. Статистическую обработку полученных данных проводили с использованием t-критерия Стъюдента.

В результате проведенного исследования было установлено, что ГП, инъецированные мышам за 24 ч до их заражения патогенными культурами микроорганизмов в летальных дозах (1-2 $ЛД_{50}$), в значительной мере предохраняли животных от гибели (рис.1). Так, выживаемость инфицированных мышей под действием однократной инъекции ГП в дозе 10^{-8} г/мышь повышалась в 1,64 – 3,8 ($p<0,001$) раза; при инфицировании S.typhi – в 2,21 раза; при S.cholerae – в 2,03 раза; при S.typhimurium – в 2,4 раза; при E.coli – в 2,18 раза; при Ps.aeruginosa – в 3,8 раза; при Sh.flexneri – в 1,73 раза; при Sh.sonnei – в 1,64 раза; при St.aureus – в 2,02 раза; при Str.pneumoniae – в 2,17 раза.

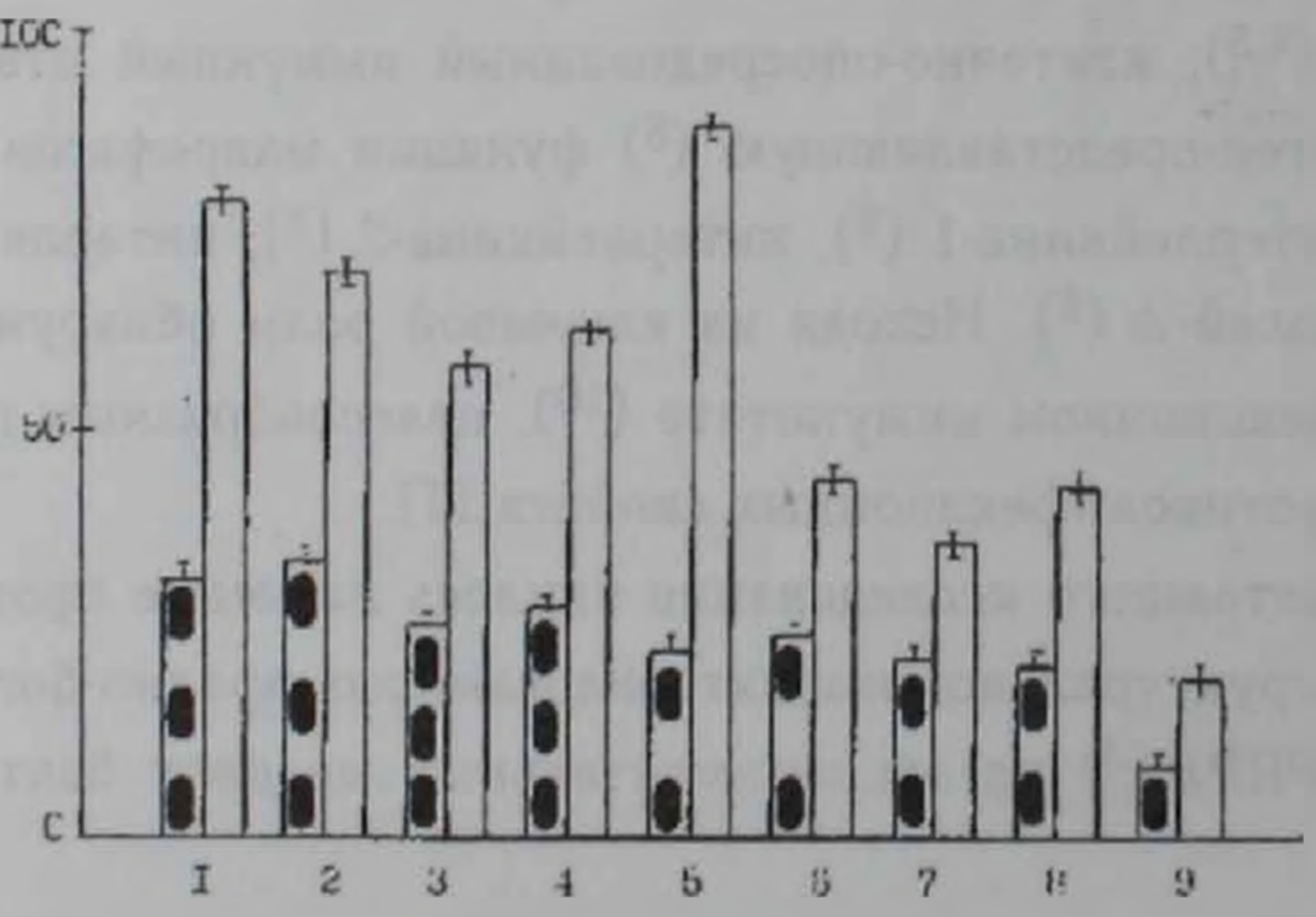


Рис.1. Влияние ГП на выживаемость мышей, зараженных микроорганизмами в летальных дозах. По оси ординат – выживаемость (%). По оси абсцисс – микроорганизмы: *1* – S.typhimurium, *2* – S.cholerae, *3* – S.typhi, *4* – E.coli, *5* – Ps.aeruginosa, *6* – Sh.flexneri, *7* – Sh.sonnei, *8* – St.aureus, *9* – Str.pneumoniae; первые столбики – контроль (без ГП).

Известно, что интенсивность развития и исход инфекционного процесса зависят от времени пребывания возбудителей в инфицированном организме ([14]). В нашем исследовании ГП, инъецированные мышам, в значительной мере способствовали клиренсу бактерий из брюшной полости (рис.2). Обнаруженный эффект носил дозозависимый характер. Так, ГП в дозах

10^{-7};10^{-8};10^{-9} г/мышь повышали интенсивность клиренса микроорганизмов в 1,48; 2,8; 1,82 ($p<0,001$) раза соответственно. Учитывая тот факт, что среди КПЭ МФ составляли 91,6%, а также отсутствие у ГП этиотропного эффекта, можно констатировать, что обнаруженный феномен в значительной мере является следствием активации ГП МФ.

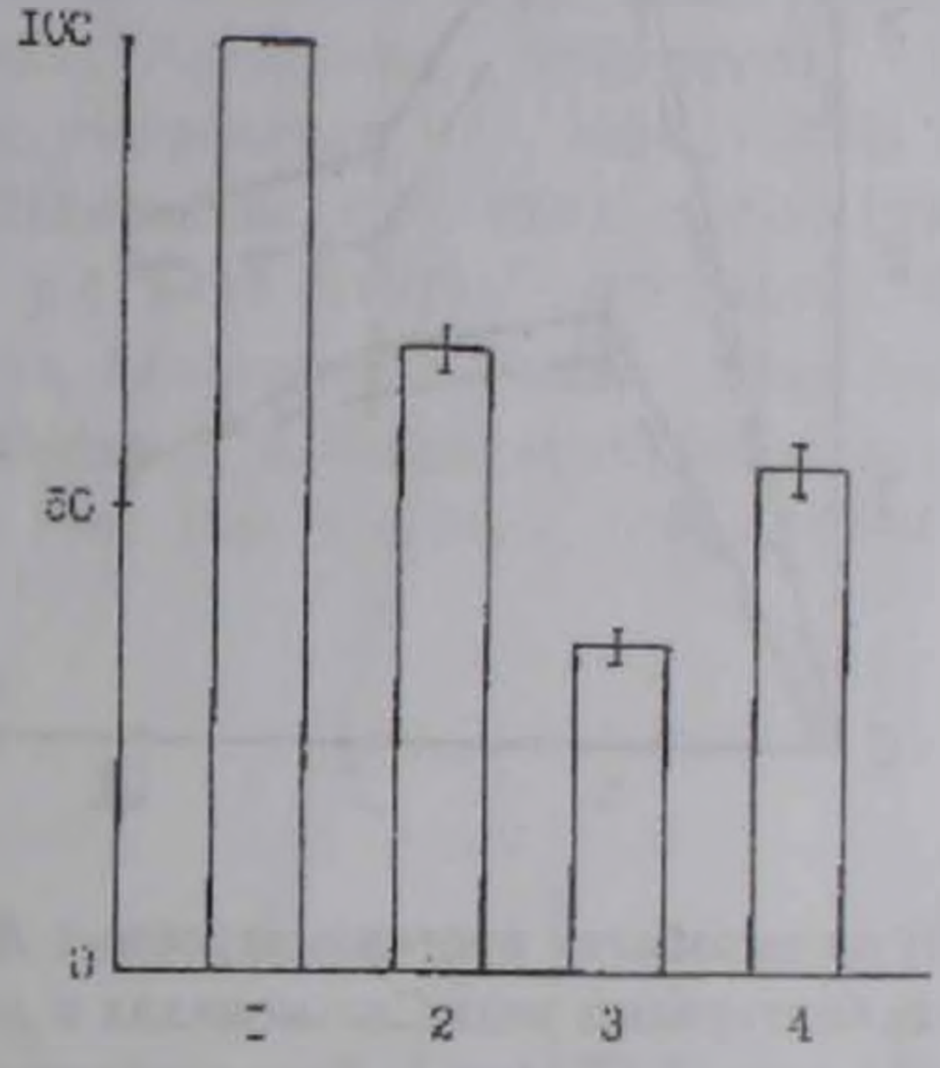


Рис.2 Влияние ГП на интенсивность клиренса бактерий (S.typhimurium) брюшной полости мышей. По оси ординат – процент колониеобразуюших бактерий. По оси абсцисс – дозы ГП (г/мышь):
1 – контроль (без ГП), *2* – 10^{-7}, *3* – 10^{-8}, *4* – 10^{-9}.

Известно, что в экспрессии приобретенного иммунитета к бактериям основная роль помимо МФ принадлежит специфическим АТ ([15]). В нашем исследовании ГП, инъецированные однократно в/б в дозе 10^{-8} г/мышь, способствовали повышению выработки противомикробных АТ у мышей, инфицированных бактериями рода Сальмонелла в летальных дозах (рис.3). Так, титры АТ повышались под действием ГП на всех сроках наблюдения в 1,42 ($p<0,05$) – 2,19 ($p<0,001$) раза. При инфицировании мышей S.typhimurium или S.cholerae suis на 5-е сутки наблюдения под влиянием ГП имело место повышение анителообразования в 2,17 и 2,19 ($p<0,001$) раза соответственно; на 10-е сутки – в 1,48 и 1,42 ($p<0,05$) раза соответственно; на 21-е сутки – в 1,84 и 1,66 ($p<0,001$) раза соответственно. Максимальная стимуляция выработки противосальмонеллезных АТ под влиянием ГП отмечалась на 5-е сутки наблюдения – в момент максимального развития индуктивной фазы иммунного ответа АГ. Это положение согласуется с ранее установленным нами фактом относительно способности ГП проявлять наибольшую стимуляцию антителогенеза в индуктивный период иммунного ответа на различные немикробные АГ в различных тест-системах ([4,5]).

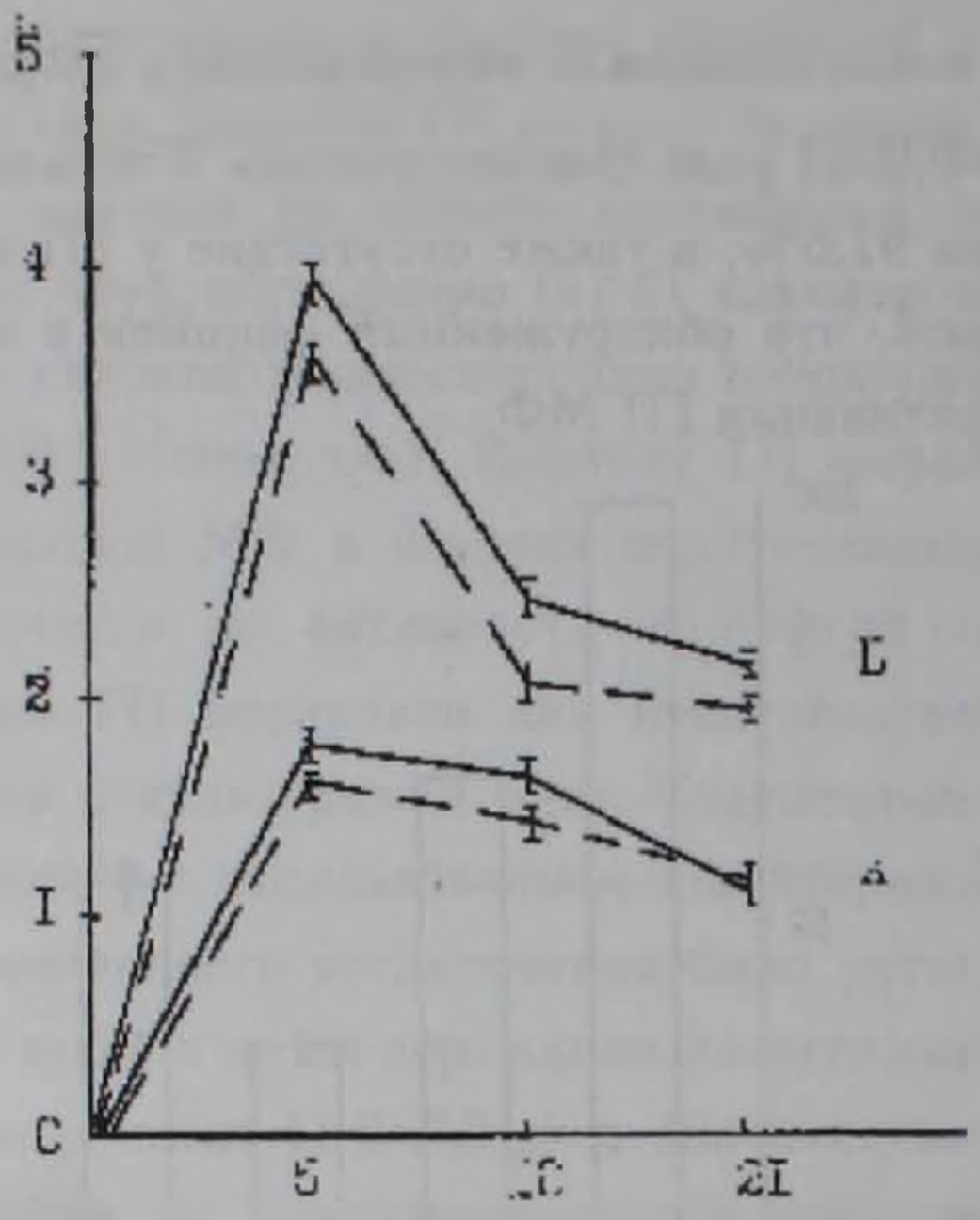


Рис.3. Влияние ГП на выработку противомикробных АТ в крови мышей, инфицированных бактериями рода Сальмонелла в летальных дозах.
По оси ординат – титр анти-О-АТ ($1og_2$). До оси абсцисс – дни наблюдения.
А – контроль (без ГП), *Б* – ГП, пунктир – S.cholerae suis,
прямая линия – S.typhimurium.

Таким образом, результаты проведенного исследования свидетельствуют, что ГП обладают выраженной противоинфекционной активностью. ГП повышают выживаемость животных, инфицированных различными микроорганизмами в летальных дозах, защищая их от гибели, стимулируют выработку противомикробных АТ и способствуют ускорению интенсивности элиминации бактерий из организма зараженных животных.

Институт биохимии им. Г.Х.Бунятяна НАН Армении

Վ. Ս. ԱՊՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս **Ա. Ա. ԳԱԼՈՅԱՆ**

Հիպոթալամուսային նոր պոլիպեպտիդի հակաբակտերիական ակտիվությունը

Հետազոտել ենք հիպոթալամուսային նոր պրոլինով հարուստ պոլիպեպտիդի (ՀՊ) հակաբակտերիական հատկությունները լաբորատոր մկների բազմազան բակտերիական վարակների մոդելներում:

Հայտնաբերել ենք, որ ՀՊ ունի ցայտունորեն արտահայտված հակաբակտերիական ակտիվություն: ՀՊ միկրոօրգանիզմներով վարակված կենդանիներին ներարկման դեպքում պաշտպանում է նրանց անկումից՝ բարձրացնելով կենսակայունությունը, խթանում է հակամիկրոբային հակամարմինների առաջացումը արյան մեջ ու նպաստում է միկրոօրգանիզմների էլիմինացիայի ուժգնության արագացմանը վարակված կենդանիների օրգանիզմներից:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *J.E.Blalock*, Immunol. Today, v.15, №11, p.504-511 (1994). [2] *А.А.Галоян*, Проблемы эндокринологии и гормонотерапии, №3, с.111-118, 1964. [3] *А.А.Галоян*, Нейрохимия, т.15, №1, с.3-11 (1998). [4] *В.С.Априкян, К.А.Галоян*, Нейрохимия, т.11, №2, с.212-217 (1992). [5] *В.С.Априкян, К.А.Галоян*, Нейрохимия, т.12, №3, с.14-18 (1995). [6] *В.С.Априкян, К.А.Галоян, А.А.Галоян*, Нейрохимия, т.15, №2, с.189-195 (1998). [7] *В.С.Априкян, К.А.Галоян, А.А.Галоян*, Нейрохимия, т.15, №1, с.80 (1998). [8] *В.С.Априкян, К.А.Галоян*, Нейрохимия, т.11, №3-4, с.27-33 (1992). [9] *В.С.Априкян, К.А.Галоян, А.А.Галоян*, Нейрохимия, т.11, №3-4, с.34-38 (1992). [10] *P.C.L.Beverley*, Immunol. Today, v.18, №9, p.413-415 (1997). [11] *S.V.Boyden*, J. Exp. Med., v.93, №1, p.107-115 (1951). [12] *D.Briles, J.Lehmeyer, C.Fennan*, Infect. Immun., v.33, №2, p.380-388 (1981). [13] *O.Sonne, K.Pedersen, K.Kudahl* et al., Scand. Immunol., v.33, №2, p.231-235 (1991). [14] *G.A.W.Rook*, Proc. Roy. Soc. Med., v.69, p.442-444 (1976).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ГИДРОПОНИКА

УДК 631.589.2(479.25)

С. Х. Майрапетян

Струйная гидропоника

(Представлено академиком НАН Армении К.Г.Карагезяном 25/VII 1999)

Способы подачи питательного раствора в гидропоникумах могут быть различными: подпитывание, полив сверху, опрыскивание корней растений, опускание растений корнями в раствор и т.п. При методе подпитывания питательный раствор подается в корневую среду снизу, и после смачивания наполнителя и корневой системы раствор по тем же трубам самотеком возвращается в резервуар. Такая схема полива требует определенной конструкции делянок из прочного, не боящегося коррозии и водонепроницаемого материала, исключающего потери раствора при поливе и осуществляющего биоизоляцию. Данное условие обеспечивается железобетонными или винипластовыми делянками, требующими больших затрат при строительстве, что является основным препятствием для быстрого внедрения в народное хозяйство столь эффективного беспочвенного метода производства различных культур. Таким образом, важным резервом повышения экономической эффективности гидропонического культивирования растений является удешевление строительства гидропонических плантаций.

В Институте проблем гидропоники НАН Армении разработана новая система беспочвенного культивирования растений – струйная гидропоника, в основе которого лежит безвозвратная подача раствора в виде струи непосредственно в ризосферу растения, регулируемого по времени и количеству, в зависимости от потребности растения.

Способ осуществляетсл следующим образом (рис.1). На отведенном участке проводится планировка грунта, биоизоляция производится полиэтиленовой пленкой *8*. В качестве субстрата используется вулканический шлак *9* размерами фракций 5-25 см, засыпанный слоем в 22-25 см. В струйной гидропонике размеры фракции наполнителя колеблются от 5 до 25 мм с целью осуществления мелкодисперсного рассеивания струи в ризосфере растения и улучшения водно-воздушного режима питания. Технологический процесс минерального питания имеет следующую схему: из резервуара *1* раствор с по-

мощью насоса *2* через очистительный фильтр *3* подается к магистральному трубопроводу *6*, к которому, согласно схеме посадки выращиваемой культуры, присоединены распределительные трубы *7* с насадками. В сети предусмотрено дозирующее устройство *4* и контрольные приборы *5*. Подача раствора производится под давлением 0,01-0,015 МПа (0,1-0,15 кгс/см^2)в виде струи, которая, ударяясь о твердые фракции субстрата, распространяется в корневой зоне растения.

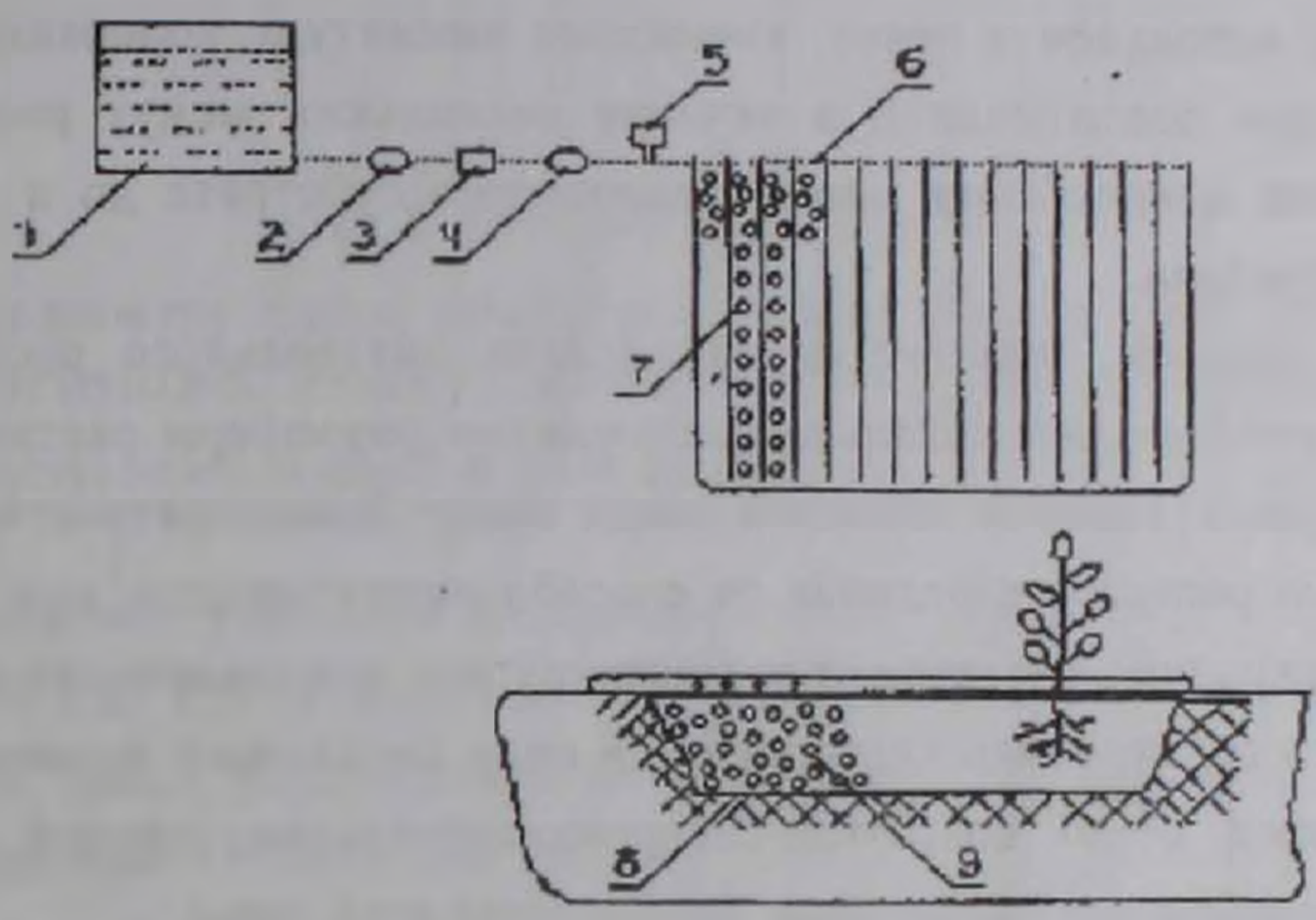


Схема струйной гидропоники: *1* – резервуар; *2* – насос; *3* – очистительный фильтр; *4* – дозирующее устройство; *5* – контрольные приборы; *6* – магистральный трубопровод; *7* – распределительные трубы: *8* – пленка; *9* – субстрат.

На экпериментальной лизиметрической установке проводилось регулирование количества и частоты подачи питательного раствора с целью определения потребной растению нормы раствора и избежания накопления излишков в ризосфере и на полиэтиленовой пленке. В результате экспериментов было определено оптимальное количество единовременно подаваемой порции раствора, которая в зависимости от вегетационного периода составляет 40-80 мл/растение. Частота и продолжительность полива колеблется от 10 до 20 с при 20-30-кратном поливе в день.

Полученные экспериментальные данные апробировались на открытом гидропоникуме со струйным питанием площадью 2000 м^2 при выращивании эфиромасличной культуры розовой герани.

Струйное питание является разновидностью капельного орошения, применяемого при почвенном выращивании и в гидропонике при использовании минераловатных субстратов, обладающих, как и почва, высокой гигроскопичностью, буферностью. Благодаря этим свойствами при капельном орошении питательный раствор подают к увлажняемому объекту медленно и почти беспрерывно в виде небольших капель, осуществляя локальное увлажнение почвы или субстрата непосредственно в зоне максимального развития корневой сис-

темы. Обеспечение же равномерного увлажнения ризосферы растений, выращиваемых на твердом субстрате, в отличие от почвы, не обладающем капиллярностью, возможно только при подаче питательного раствора под давлением, струей, рассеивающейся в ризосфере. Причем подача раствора осуществляется регулярно, с небольшими интервалами, без периодов переувлажнения и, соответственно, без накопления излишков раствора в корнеобитаемой среде и на биоизоляционном слое. Таким образом, струйное питание в гидропонике, как и капельное в почве, уменьшает амплитуду колебания влажности, тогда как при подпитывании в течение нескольких минут расходуется вся норма полива и колебания между влажностью субстрата до и после полива достигают предела.

Таким образом, индивидуальная подача питательного раствора в виде струи, обеспечивающей локальное увлажнение ризосферы растения улучшает фитосанитарные условия корневой среды ввиду безвозвратности подаваемого питательного раствора в отличие от способа подпитывания, при котором происходит циркуляция раствора, т.е. многократное использование его для поливов. Кроме того, струйная гидропоника в силу локального характера увлажнения позволяет резко сократить непроизводительные потери питательного раствора, неизбежные при полном увлажнении всей зоны.

Разработанный способ питания растений при гидропонном выращивании позволяет заменить дорогостоящие железобетонные или винипластовые делянки на биоизолирующий слой из полиэтиленовой пленки, что уменьшает затраты на строительство гидропонических сооружений в 4-5 раза и создает возможность промышленного беспочвенного культивирования ценных лекарственных, эфиромасличных, красильных и других растений в условиях открытой гидропоники. По заказу нашего института разработан проект открытого гидропоникума со струйным питанием площадью 10 га для производства ценной эфиромасличной культуры розовой герани.

Институт проблем гидропоники им. Г.С.Давтяна НАН Армении

Ս. Խ. ՄԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Ջրա-շիթային հիդրոպոնիկա

Մշակվել է բույսերի աճող աճեցման սկզբունքորեն նոր համակարգ՝ ջրա-շիթային հիդրոպոնիկա, կիրառելով պոլիմերային թաղանթ, որն իջեցնում է հիդրոպոնիկական պլանտացիաների արժեքը 4-5 անգամ և նախատեսվում է արժեքավոր բույսերի արդյունաբերական արտադրության համար:

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ЗООЛОГИЯ

УДК 597.5

С. Х. Пипоян, М. О. Саакян

О таксономическом статусе густеры Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) водоемов Араратской равнины

(Представлено академиком НАН Армении К.Г.Карагезяном 15/I 1999)

На основании сравнения морфометрических признаков густеры р.Мецамор закавказской Blicca bjoerkna transcaucasica и "европейской" B.bjoerkna густерами, а также утверждения об обособленности распространения этой рыбы М.Г.Дадикян ([1]) выделил густеру р.Мецамор в отдельный подвид, назвав его армянской густерой Blicca bjoerkna derjavini.

Учитывая широкое распространение густеры за пределами р.Мецамор, мы провели повторное изучение этой рыбы в пределах Араратской равнины с целью уточнения ее таксономического статуса.

Материал для настоящей работы собран в феврале 1996 г. из каналов окрестностей с.Андраникаван Масисского р-на (нижнее течение р.Раздан) (n=73), феврале, октябре и ноябре 1996 г., из нижнего течения р.Мецамор у с.Ранчпар Масисского района (n=60), декабре 1997 г. и январе, марте и августе 1998 г. из каналов окрестностей с.Овташат (Меймандар) Масисского р-на (n=58) (система р.Мецамор). Кроме того, изучена выборка из р.Мецамор в окрестностях с.Зейвы (n=24), собранная А.Б.Шелковниковым 30.08.1925 г. и хранящаяся в коллекции Зоологического музея Института зоологии НАН РА.

При сборе и обработке материала использованы принятые в ихтиологии методы исследования ([2,3]). Последние 2 ветвистых луча спинного и анального плавников принимались за один. Для выявления расположения каналов сейсмосенсорной системы и подсчета их пор у 44 особей (20 самцов и 24 самки) пользовались ранее описанным методом ([4]). При обозначении каналов сейсмосенсорной системы следовали терминологии, которую использовала Богуцкая ([5]): надглазничный канал (canalis supraorbitalis) – CSO, подглазничный канал (c.infraorbitalis) – CIO, подкрышечно-нижнечелюстной канал (c.praeoperculo-mandibularis) – CPM, надвисочный канал (c.supratemporalis) – CST. Часть канала, проходящая глубоко в кости, на рис.1 обозначена точками. Статистическую обработку проводили с помощью стандартных методов ($M \pm m$, t_{st}). Для

оценки взаимосвязей выборок по совокупностям признаков использовали показатель дивергенции D^2 ([6]). Сходство в распределениях меристических признаков оценивали с помощью показателя сходства Животовского ([7]). В качестве меры подвидового различия использовали "коэффициент различия" CD Майра ([8]). Дендрограмма построена односвязным (single linkage) методом.

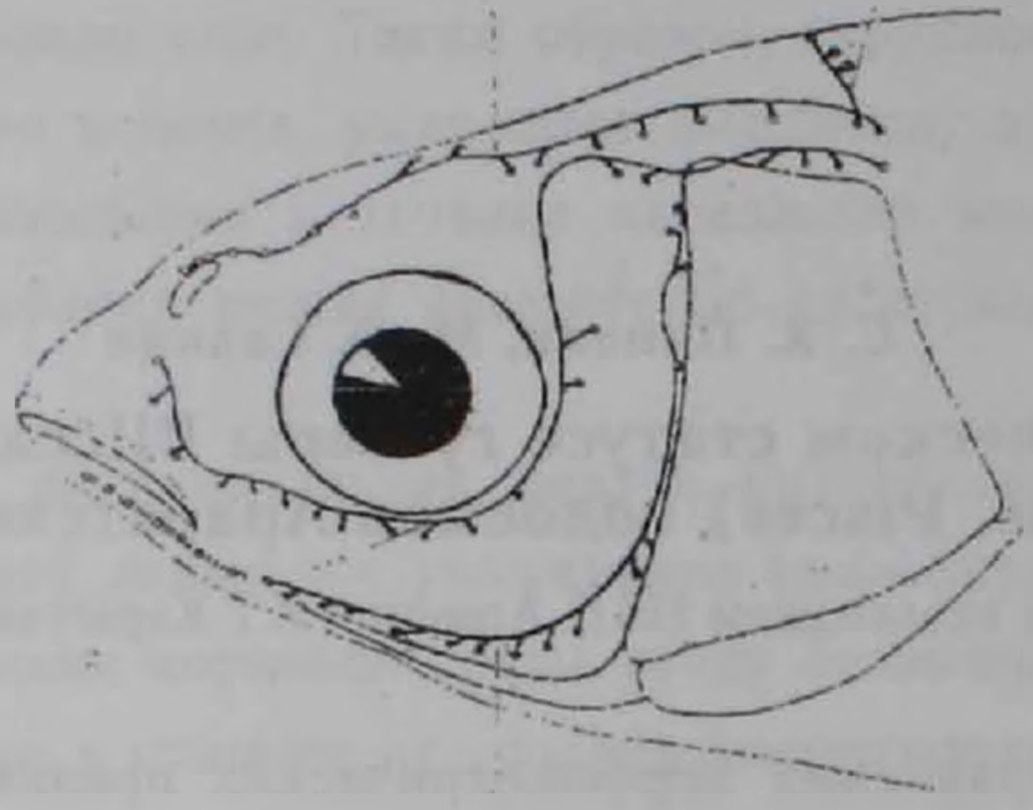


Рис.1. Схема расположения сейсмосенсорных каналов на голове густеры водоемов Араратской равнины:
1 – CSO, *2* – CIO, *3* – CPM, *4* – CST (объяснения в тексте).

У густеры водоемов Араратской равнины в боковой линии 37-46(47,49) чешуй, $M = 42{,}8 \pm 0{,}15$ (n=167); над боковой линией 7-8(9) чешуй, $M = 7{,}8 \pm 0{,}03$ (n=167), под ней – 4-6, $M = 5{,}0 \pm 0{,}03$ (n=167), на хвостовом стебле (5) 6-10, $M = 7{,}4 \pm 0{,}08$ (n=167). D (II) III(6) 7-8, $M = 7{,}9 \pm 0{,}03$ (n=191), A III-IV 16-20, $M = 18{,}1 \pm 0{,}08$ (n=191), P I 14-16, $M = 14{,}5 \pm 0{,}05$ (n=153); V II 7-8, $M = 7{,}8 \pm 0{,}03$ (n=150). На первой жаберной дуге 12-19 (20-23) тычинок, $M = 14{,}9 \pm 0{,}12$ (n=165). Глоточные зубы двурядные. Обнаружены 5 вариантов формул глоточных зубов (n=89), которые распределяются следующим образом: 2.5-5.2 (0,51), 1.5-5.1 (0,37), 1.5-5.2 (0,09), 2.5-5.1 (по 0,02), 2.5-4.2 (0,01) (в скобках дана частота встречаемости данного варианта). Позвонков 36-40, $M = 38{,}4 \pm 0{,}06$ (n=123), из которых 19-21 туловищные, включая 4 позвонка Веберова аппарата, $M = 20{,}2 \pm 0{,}05$, а 17-20 – хвостовые, $M = 18{,}5 \pm 0{,}06$. Обнаружено 7 вариантов соотношения туловищных и хвостовых позвонков, которые распределяются следующим образом (n=89): 20+19 (0,36), 20+18 (0,29), 21+18 (0,20), 21+19 (0,08), 19+18 (0,03), 21+17 (0,02), 19+19 (0,01).

Расположение сейсмосенсорных каналов на голове густеры водоемов Араратской равнины типично для Blicca bjoerkna ([5]), однако, в отличие от последнего, у всех изученных особей CSO соединяется с CST (рис.1). В CSO отмечено 10-15 пор, чаще 13 и 14 (0,32 и 0,25 соответственно) (здесь и ниже число пор включает входное и выходное отверстия канала). В CIO (18) 19-22 (23) пор, чаще 19, 20 и 21 (0,34, 0,27 и 0,22 соответственно). В CPM отмече-

но (16) 17-21 пор, чаще 18 и 19 (0,36 и 0,30 соответственно). В CST 5-7 (8,9) пор, чаще 6 (0,60).

Кишечник примерно равен длине тела: 61,1 до 135,0% ($M = 99,2 \pm 1,07$) (n=133).

Форма и окраска тела и плавников в целом соответствуют описаниям густеры Барачем ([9]) и Дадикяном ([1]). Следует добавить, что у особей из окрестностей с.Андраникаван края всех плавников темно-серые, а остальная часть – серая или оранжево-серая. У большинства особей из р.Мецамор плавники серые кроме брюшных, которые желтоватые или прозрачные с оранжевым основанием. Радужина глаз серебристая или золотистая, в верхней части – темная. Верхний край спинного плавника косо срезанный или, реже, слегка вогнутый. Киль между брюшными плавниками и анальным отверстием у 89,5% особей (n=33) не покрыт чешуей, у остальных – покрыт.

В водоемах Араратской равнины соотношение полов густеры в целом близко к 1:1, с небольшим преобладанием самок (55,6%, n=33). Половой диморфизм слабо выражен, хотя наблюдаются достоверные различия между выборками самцов и самок по некоторым морфометрическим признакам: у самцов более длинные грудные, брюшные и хвостовые плавники, низкое тело, длинное основание анального плавника, короткие антеанальное, пектовентральное и вентроанальное расстояния. Большинство этих различий следует считать результатом размерной изменчивости морфометрических признаков, так как в изученных выборках самцы были несколько мельче.

Как нами указывалось выше, М.Г.Дадикян при выделении густеры р.Мецамор в отдельный подвид основывался на сравнении средних значений морфометрических признаков и обособленности распространения этой рыбы. Однако большинство средних значений и пределы варьирования морфометрических, в частности меристических, признаков у густеры р.Мецамор в отдельные годы отличаются друг от друга ([1,9,10]), данные по сборам А.Б.Шелковникова и наши данные), что, по-видимому, является результатом случайных флуктуаций значений признака в пределах нормы реакции. Кроме того, густера в пределах Араратской равнины как ранее, так и в настоящее время распространена намного шире. Так, густера была поймана К.А.Сатуниным в р.Аракс у Джульфы 12.06.1911г. ([9]) и каналах окрестностей с.Ерасх Араратского р-на в 80-х гг. (личное сообщение Э.А.Тираняна). Нами же эта рыба кроме р.Мецамор обнаружена также и в нижнем течении р.Раздан. Таким образом, густера фактически распространена по всему среднему и нижнему течению р.Аракс.

Рассмотрим сравнение М.Г.Дадикяна ([1]) морфометрических признаков армянской густеры с закавказской густерой. Здесь методологически было неверно сравнивать выборки, состоящие из рыб с разными размерами тела. Поскольку в выборке р.Мецамор преобладали более крупные особи, то обнаруженные различия между многими признаками можно интерпретировать как

результат размерных изменений. С другой стороны, использованная формула "дифференциации рядов" (переименованный критерий Стьюдента) имеет ряд недостатков ([6]). В этих случаях для оценки подвидов более эффективно использование "показателя подвидового различия" CD ≥1,28 ([8]). При сравнении вышеуказанных выборок по этому показателю нами обнаружены различия только по трем признакам – наибольшей высоте тела, пектовентральному расстоянию и заглазничному расстоянию головы, где CD равнялся 1,44, 1,28 и 1,95 соответственно. Однако, по нашим данным, первые два из этих признаков подвержены размерной изменчивости, и обнаруженные различия следует рассматривать как результат этой изменчивости, а различие третьего признака можно объяснить сезонной и многолетней изменчивостью. Кроме того, большая часть изменчивости экстерьерных индексов связана с прямым воздействием среды ([11-13]).

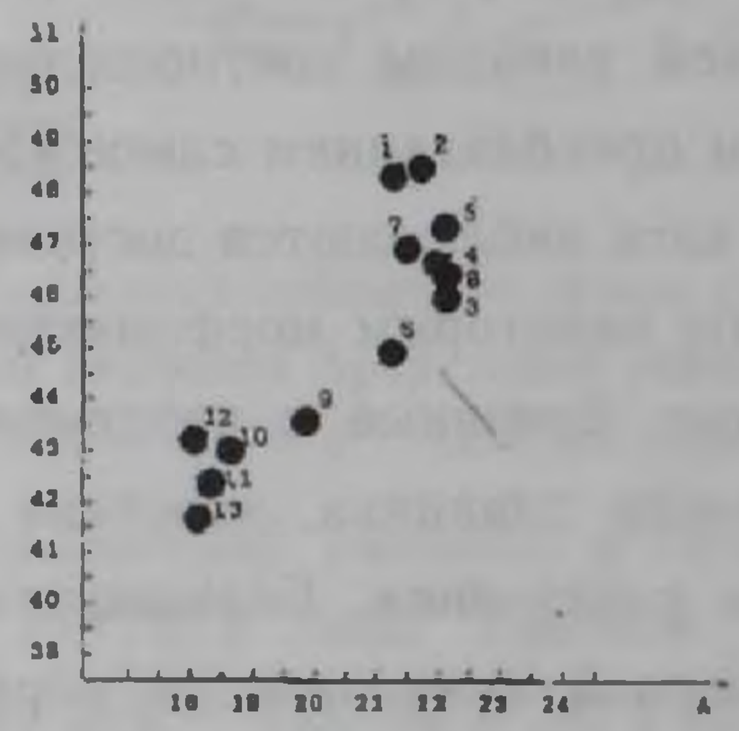


Рис.2. Диаграмма разброса средних значений по числу ветвистых лучей в анальном плавнике (A) и чешуй в боковой линии (II) выборок густеры.

Цифрами обозначены выборки: *1* – Сямозеро ([18]); *2* – Псковско-Чудский водоем ([18]); *3* – Зап. Двина ([16]); *4* – бассейн Днепра ([16]); *5* – оз.Ильмен ([19]); *6* – Поемное оз.против Харькина ([19]); *7* – пойма р.Урал ([19]); *8* – дельта Волги ([18]); *9* – р.Алазань ([17]); *10* – р.Мецамор ([9]); *11* – р.Мецамор ([1]); *12* – р.Мецамор и каналы в окрестностях с.Андраникаван (наши данные); *13* – р.Мецамор (наши данные по сборам А.Б.Шелковникова).

Опыт выделения внутривидовых группировок показал, что разные признаки неодинаково полезны в исследованиях структуры фенотипического разнообразия видов и часто эту структуру с неожиданной полнотой удается представить по результатам рассмотрения всего одного-двух признаков ([14]). Так, выделению Л.С.Бергом закавказской густеры в отдельный подвид способствовали, кроме географического распространения, всего два признака – меньшее число ветвистых лучей в анальном плавнике и чешуй в боковой линии ([15]). В качестве подтверждения этого укажем, что число ветвистых лучей в анальном плавнике более четко характеризует фенетические отношения выборок густеры р.Мецамор (наши данные) и бассейна Днепра ([16]) при показателе сходства популяций r=0,135, тогда как этот показатель для числа ветвистых лучей в спинном плавнике и позвонков равен 0,809 и 0,471 соответственно.

Сказанное иллюстрируется на диаграмме разброса средних значений числа ветвистых лучей анального плавника и чешуй боковой линии европейских и закавказских популяций густеры (рис.2), а также при вычислении матрицы дивергенций по этим двум признакам и построенной по ней дендрограмме (рис.3), где европейские популяции выделяются в отдельную плеяду, а закавказские – в другую. Полученные результаты хорошо согласуются с практикой внутривидовой систематики густеры, когда кроме географического распространения определяющее значение между подвидами придается числу ветвистых лучей анального плавника и чешуй в боковой линии ([15,17]). Именно по этим признакам отсутствуют подвидовые различия между армянской ([1]) и закавказской густерами ([17]): для ветвистых лучей анального плавника CD=0,78 (по нашим данным – 0,76), для чешуй боковой линии CD=0,40 (по нашим данным – 0,13). Уместно отметить, что в работах ([1,18]) имеется опечатка по среднему числу ветвистых лучей анального плавника (вместо 49,43 должно быть 42,43).

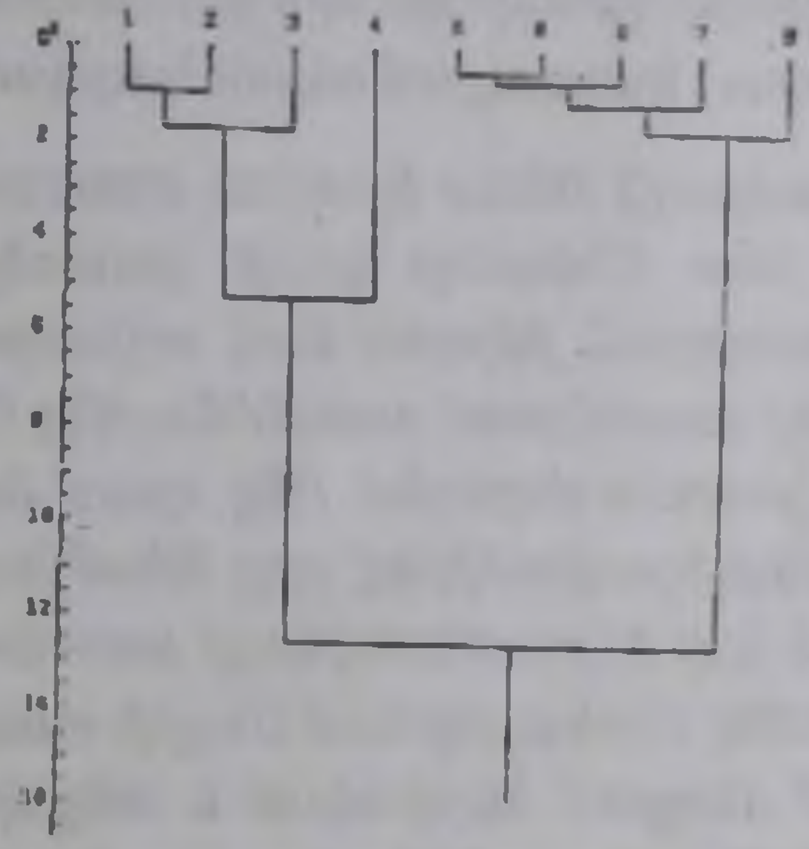


Рис.3. Дендрограмма сходства, характеризующая фенетические отношения выборок густеры по количеству ветвистых лучей в анальном плавнике и чешуй в боковой линии. Цифрами обозначены выборки: *1* – р.Мецамор и каналы в окрестностях с.Андраникаван (наши данные): *2* – р.Мецамор ([1]); *3* – р.Мецамор ([9]); *4* – р.Алазань ([17]); *5* – бассейн Днепра ([16]); *6* – Зап. Двина ([16]); *7* – Псковско-Чудский водоем ([18]); *8* – дельта Волги ([18]); *9* – Куйбышевское водохранилище ([20]).

Обобщая вышесказанное, можно заключить, что при выделении внутривидовых структур густеры, наряду с географическим распространением, достаточно рассмотреть результаты сравнений числа ветвистых лучей в анальном плавнике и, в меньшей степени, чешуй в боковой линии, так как этот признак зависит от размерной изменчивости.

Таким образом, анализируя наши и литературные данные по морфометрическим признакам и распространению закавказских густер, мы пришли к выводу, что нет реальных различий между армянской и закавказской подвидами этой рыбы, и армянскую густеру Blicca bjoerkna derjavini Dadikyan, 1970 следует считать младшим синонимом закавказской густеры Blicca bjoerkna transcaucasica Berg.

В конце остановимся на особенностях расположения сейсмосенсорных каналов густеры Араратской равнины. По Богуцкой ([5]) CSO у Blicca bjoerkna подходит, как правило, к CST и загибается вниз, не соединяясь с этим каналом. Однако у изученных нами рыб CSO хотя и слегка загибается, но вместе с тем соединяется с CST (рис.1). Такое соединение обнаружил и Хензель (цит. по ([5])) у 2 из 10 изученных им особей густеры. Обнаруженное нами различие у отдельных подвидов густеры может расширить представления о таксономическом значении строения и расположения сейсмосенсорных каналов у подвидов карповых рыб.

Армянский государственный педагогический институт
Институт молекулярной биологии НАН Армении

Ս. Խ. ՊԻՊՈՅԱՆ, Մ. Օ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Արարատյան հարթավայրի ջրամբարների գուստերայի Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) կարգաբանական կարգավիճակի մասին

Անդրկովկասյան գուստերայի Blicca bjoerkna transcaucasica և Արտպական գուստերայի Blicca bjoerkna հետ Մեծամոր գետի գուստերայի մորֆոմետրիկական հատկանիշների համեմատության, ինչպես նաև աշխարհագրական մեկուսացման հիման վրա Մեծամոր գետի գուստերան առանձնացվել է որպես առանձին՝ հայկական ենթատեսակ Blicca bjoerkna derjavini: Ընդ որում նոր կարգաբանական միավորը որոշվել էր Ստյուդենտի t-չափանիշով, որը նման հարցերում ունի մի շարք թերություններ, այն դեպքում, երբ ենթատեսակների առանձնացման գործում առավել հաջող հավասարում է իրենից ներկայացնում Մայրի «տարբերության գործակիցը»: Այս գործակցի կիրառման դեպքում հայկական և անդրկովկասյան գուստերաների միջև հայտնաբերվում են միայն ոչ էական տարբերություններ, որոնք մի շարք պատճառներով չեն կարող կարևոր լինել գուստերաների կարգաբանական վիճակի որոշման համար:

Միևնույն ժամանակ, Եվրոպայի և Անդրկովկասի ջրամբարներում տարածված գուստերայի 10 պոպուլյացիաների նմանության և տարբերության վերլուծությունը կատարված տարամիտման և Ժիվոտովսկու մի քանի պոպուլյացիաների նմանության չափանիշների միջոցով, թույլ տվեց վերհանել երկու հատկանիշ՝ հետանցքային լողակի ճյուղավորված ճառագայթների և կողագծի թեփուկների քանակները, որոնք հստակ բնութագրում են առանձին ենթատեսակների ֆենետիկական հարաբերությունները: Հենց այս հատկանիշներով էլ էական տարբերություններ չեն հայտնաբերված անդրկովկասյան և հայկական գուստերաների միջև, որը Արաքսի միջին և ստորին հոսանքներում գուստերայի տարածվածության փաստի հետ միասին թույլ են տալիս հայկական գուստերային դիտել որպես անդրկովկասյան գուստերայի կրտսեր հոմանիշ:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *М.Г.Дадикян*, Вопр. ихтиологии, т.10, вып.4 (63), с.740-742 (1970). [2] *Н.И.Чугунова*, Рыб. х-во, №12, с.11-13, 1955. [3] *И.Ф.Правдин*. Руководство по изучению рыб, Пищевая промышленность, М., 1966. [4] *С.Х.Пипоян*, Вопр. ихтиологии, т.38, вып.4, с.479-484 (1988). [5] *Н.Г.Богуцкая*, Вопр. ихтиологии, т.28, вып.3, с.367-382 (1988).

[6] *В.Л.Андреев, Ю.С.Решетников*, Вопр. ихтиологии, т.17, вып.5 (106), с.862-878 (1977). [7] *Л.А.Животовский*, Журн. Общ. Биол., т.10, вып.4, с.587-603 (1979). [8] *Э.Майр*, Принципы зоологической систематики, М., Мир, 1971. [9] *Г.П.Барач*, Рыбы Армении, Тр. Севанской гидробиол. станции, Л., Изд. АН СССР, с.5-77, 1940. [10] *А.Н.Державин*, Изв. бакинской ихтиологической станции, т.2, вып.1, с.161-184 (1926). [11] *С.Х.Пипоян*, Исследование морфологических и биологических особенностей серебряного карася Carassius auratus gibelio (Bloch, 1783) в различных водоемах Армении Автореф. Канд. Дис., Ереван, 1993. [12] *В.В.Барсуков*, в сб.: Морфология и экология позвоночных, Л., Наука, с.30-46, 1971. [13] *В.С.Кирпичников*, Генетические основы селекции рыб, Л., Наука, 1979. [14] *М.В.Мина*, Микроэволюция рыб: эволюционные аспекты фенетического разнообразия, М., Наука, 1986. [15] *Л.С.Берг*, Рыбы пресных вод СССР и сопредельных стран, ч.2, М.-Л., 1949. [16] *П.И.Жуков*, Рыбы Белоруссии, Минск, Наука и техника, 1965. [17] *Ю.А.Абдурахманов*, Рыбы пресных вод Азербайджана, Баку, Изд. АН АзССР, 1962. [18] *М.Г.Дадикян*, Рыбы Армении, Ереван, Изд. АН АрмССР, 1986. [19] *Л.Н.Тряпицына*, Зоол. журн., т.58, вып.3, с.378-385 (1979). [20] *Г.Х.Шапошникова*, Биология и распределение рыб в реках уральского типа, М., Наука, 1964.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ФИЗИОЛОГИЯ

УДК 612.8.52-50

О. А. Мкртчян, А. Р. Саркисян, К. Папатеодоропулос, Дж. Костопулос

Исследование возрастнозависимых изменений синаптической передачи методом имитационного моделирования

(Представлено академиком НАН Армении В.В.Фанарджяном 10/VI 1999)

Процесс старения является общим для всех организмов, но несмотря на эту универсальность понимание клеточных и молекулярных изменений, связанных с возрастом, крайне недостаточно.

Показано, что в зависимости от возраста сильно изменяются характеристики пластичности мозга ([1]) и что уровень синаптической активности может являться одним из факторов, видоизменяемых при старении ([2,3]). В качестве одной из возможных выдвинута "кальциевая гипотеза" старения, которая предполагает повышение внутриклеточного Ca^{2+} в качестве главной причины функционального нарушения и дегенерации в стареющих нейронах ([1,4]).

Одной из форм кратковременной пластичности является парно-импульсная фасилитация (ПИФ) ([5]). Показано, что несмотря на короткую длительность ПИФ может отражать механизмы, важные для обучения ([6]).

Основываясь на известных фактах о пресинаптической природе ПИФ (хотя и имеются определенные предположения о возможных влияниях постсинаптических механизмов ([2,7])), в настоящей работе сделана попытка в компьютерных экспериментах выявить возможные изменения пресинаптических параметров, связанные с возрастом.

В качестве основы для моделирования использовалась ранее разработанная модель химической синаптической передачи ([8-10]), удовлетворительно описывающая кратковременные процессы изменения синаптической эффективности. При неизменности основных принципов и закономерностей модели осуществлена некоторая модификация, касающаяся описания динамики процесса мобилизации передатчика в окончании.

Как и ранее ([8,9]), предлолагается, что передатчик распределен в окончании по трем фракциям: везикулярной (V), цитоплазматической (C) и внешней (E).

Расход и восполнение передатчика с приходом каждого импульса описывается уравнением

$$E(t) = \sum_{k=1}^{N} R_k \exp(-(t - t_k)/\tau_s) 1(t - t_k),$$

где $R_k = \nu_s C(t_k^-)$ – количество передатчика, переносимого через синаптическую мембрану, ν_s – вероятность переноса, $C(t_k^-)$ – состояние цитоплазматического пула непосредственно перед приходом k-го импульса, τ_s – постоянная времени восполнения передатчика, $1(t - t_k)$ – единичная функция.

В отличие от предыдущей модели предполагается, что с приходом нервного импульса процесс мобилизации осуществляется не скачкообразно, а имеет некоторую динамику развития. В соответствии с этим процесс мобилизации-демобилизации передатчика описывается уравнением

$$C(t) = \sum_{k=1}^{N} M_k (1 - \exp(-(t - t_k)/\tau_{v_1}) \exp(-(t - t_k)/\tau_{v_2}) 1(t - t_k),$$

где $M_k = \nu_v V(t_k^-)$, ν_v – коэффициент, $V(t_k^-)$ – состояние везикулярного (мобилизационного) пула непосредственно перед приходом k-го импульса, τ_{v_1} и τ_{v_2} – постоянные времени мобилизации и демобилизации.

Представленное уравнение аналогично уравнениям, обычно используемым для описания протекания ионных процессов в нервной клетке. Такая форма описания процесса мобилизации является более общей и может быть применима для моделирования поведения разных синапсов, в то время как предыдущее описание, являющееся частным случаем данного при $\tau_{v_1} \to 0$, позволяло удовлетворительно описывать поведение в основном нервно-мышечных синапсов.

Результаты машинных экспериментов, в которых путем численного решения уравнений модели воспроизведена ПИФ для различных возрастных групп, показаны на рис.1. Приведенные результаты являются имитацией экспериментальных данных, представленных в [7].

Предоставляемая данной моделью возможность исследования динамики изменения параметров синаптического окончания позволяет сделать ряд заключений о качественных изменениях этих параметров в зависимости от возраста

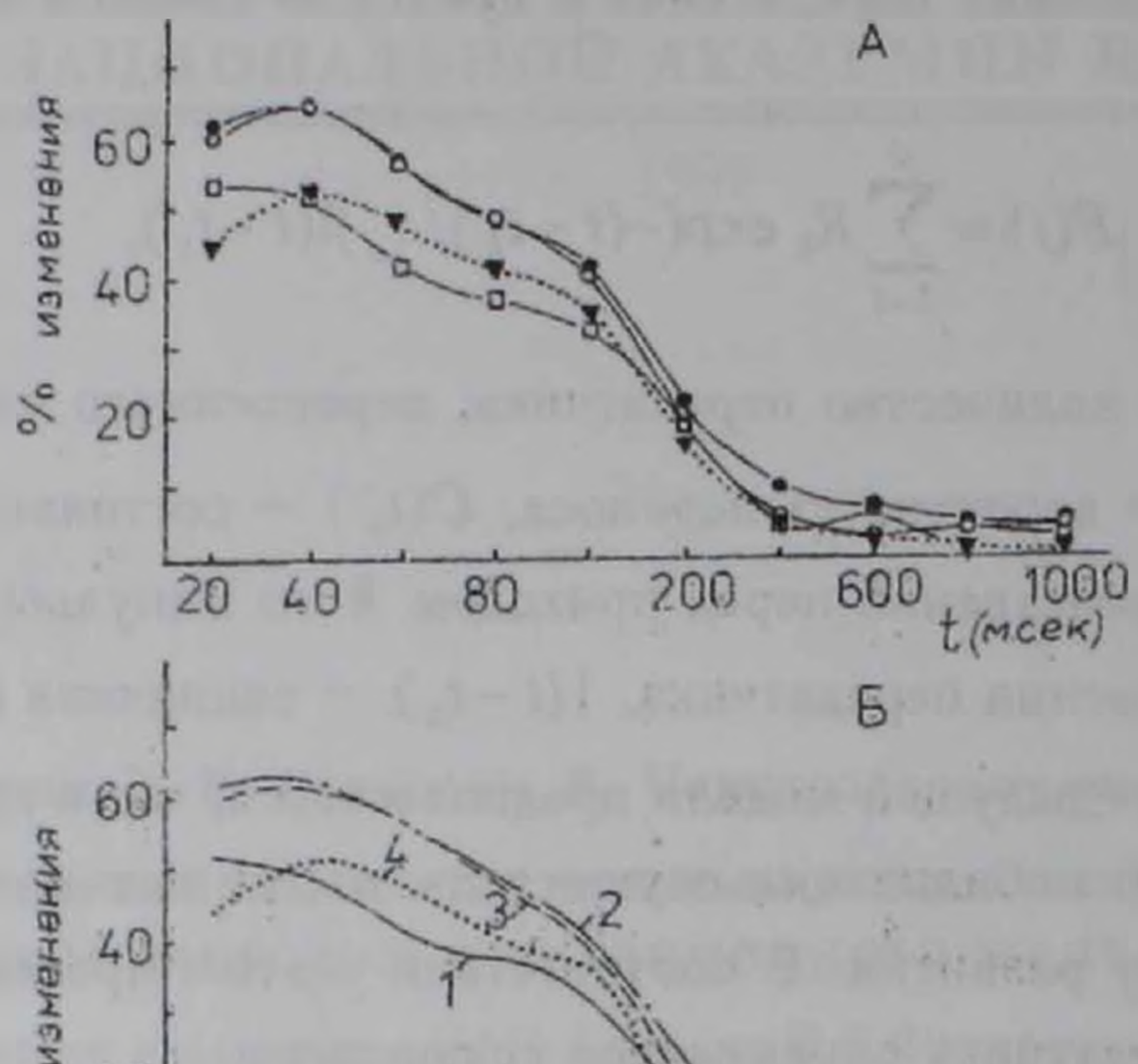


Рис.1. Парно-импульсная фасилитация синаптической передачи для различных возрастных групп (показано процентное изменение ответа на второй импульс по отношению к первому). А – экспериментальные данные (7): □ – 15 дней, ● – 30 дней, ○ – 2 месяца, ▼ – 16 месяцев; Б – результаты имитационного моделирования: 1 – 15 дней, 2 – 30 дней, 3 – 2 месяца, 4 – 16 месяцев.

Рис.2. Изменение параметров модели по возрастным группам (представлено по отношению к начальному возрасту в экспериментах – 15 дней):

$$1 - \tau_{\nu_1},\ 2 - \nu_\nu,\ 3 - \tau_{\nu_2}$$

Согласно полученным модельным параметрам (рис.2), с возрастом в пре-синаптическом окончании происходят в основном изменения параметров, ответственных за мобилизацию передатчика. (Результаты представлены относительно начального возраста в экспериментах – 15 дней). Происходит нарастание коэффициента ν_ν и уменьшение постоянной времени демобилизации T_{ν_2} до определенного (по-видимому, оптимального) возраста, после чего наблюда-

ется их установление на некотором уровне или незначительное изменение в обратном направлении. Более резкие изменения претерпевает постоянная времени мобилизации T_{v_1}, значительно увеличивающаяся с возрастом.

Аналогичные результаты получены и при имитации экспериментальных данных по ПИФ в зависимости от возраста, полученных на синапсах других областей гиппокампа ([11]).

Такое изменение параметров обусловливает видоизменение динамики протекания процесса мобилизации в пресинаптическом окончании (рис.3). Поскольку сам мобилизационный процесс представлен в модели двухэкспоненциальной функцией, с возрастом происходит увеличение функции по амплитуде и, что, как нам кажется, более существенно, сужение самой мобилизационной функции с некоторым сдвигом максимума вправо по шкале времени.

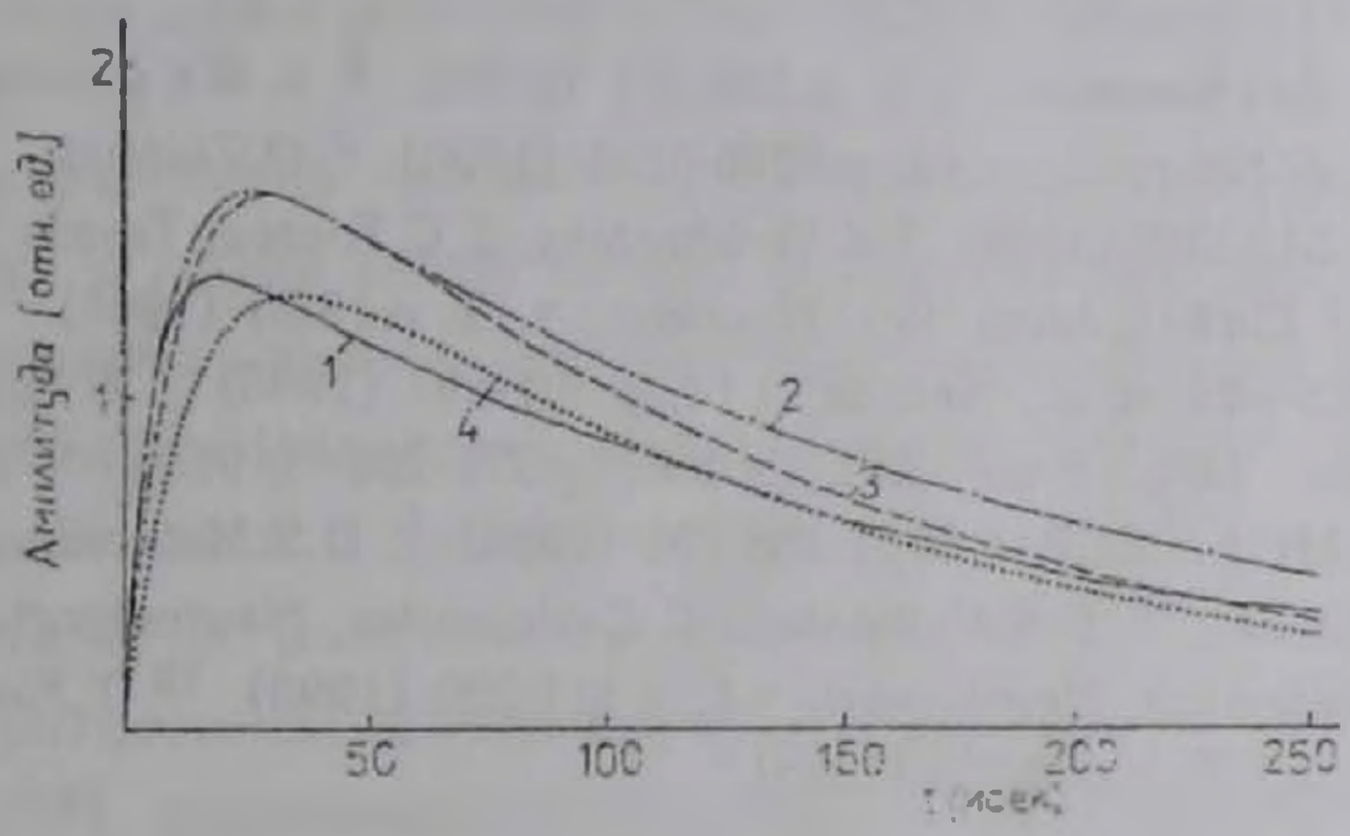


Рис.3. Изменение динамики мобилизационного процесса по возрастным группам. Обозначения те же, что и на рис.1,Б

Такое поведение функции может интерпретироваться как способность синаптического окончания с возрастом оптимизировать свои функции, вырабатывая определенный "стробирующий" сигнал для настройки синапса на некоторую оптимальную для данного синапса частоту, что может быть связано и с рассмотренным ранее феноменом "синаптического резонанса" ([12]).

Поскольку процесс мобилизации передатчика непосредственно зависит от динамики изменения внутриклеточной концентрации Ca^{2+} ([5]), можно отметить, что полученные результаты косвенно подтверждают "кальциевую гипотезу" старения ([1,4]).

Институт физиологии им. Л.А.Орбели НАН Армении
Кафедра физиологии Университета г.Патра, Греция

Հ. Հ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Կ. ՊԱՊԱԹԵՈԴՈՐՈՊՈՒԼՈՍ, Ջ. ԿՈՍՏՈՊՈՒԼՈՍ

Հասակից կախված սինապտիկ փոխանցման փոփոխությունների հետազոտություն նմանակման մոդելավորման մեթոդով

Ջույգ-ազդակային ֆասիլիտացիային վերաբերվող փորձարարական տվյալների օգտագործմամբ նմանակման մոդելավորման մեթոդով հետազոտված են հասակից կախված սինապտիկ փոխանցման փոփոխությունների մեխանիզմները:

Փորձարարական տվյալների նմանակումը կատարված է նախկինում առաջարկված քիմիական սինապսի մոդելի ([1,6,8]) վերափոխության հիման վրա: Ցույց է տրված, որ հասակից կախված կատարվում է նախասինապտիկ վեզիկավորությունում մոբիլիզացման պրոցեսի ընթացքի դինամիկայի ձևափոխում, որը կարող է պայմանավորված լինել հասակից կախված Ca^{2+}-ի ներբջջային կուտակման փոփոխություններով:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *M.A.Lynch*, Rev.Neurosci., v.9, p.169-201 (1999). [2] *L.W.Campbell, H.Su-Yang, O.Thibault* et al., J. Neurosci., v.16, p.6286-6295 (1996). [3] *O.Thibault, P.W.Landfield*, Science, v.272, p.1017-1020 (1996). [4] *A.Verkhratsky, E.C.Toescu*, Trends Neurosci., v.21, p.2-7 (1998). [5] *R.S.Zucker*, Annu. Rev. Neurosci., v.12, p.13-31 (1998). [6] *P.F.Chapman, B.G.Frenguelli, A.Smith* et al., Neuron, v.14, p.591-597 (1995). [7] *C.Papatheodoropoulos, G.Kostopoulos*, Dev. Brain Res., v.108, p.273-285 (1998). [8] *Д.С.Мелконян, О.А.Мкртчян*, ДАН АрмССР, т.80, с.188-192 (1985). [9] *D.S.Melkonian*, Biol. Cybern., v.62, p.539-548 (1990). [10] *D.S.Melkonian, G.Kostopoulos*, Neuroreport, v.7, p.937-942 (1996). [11] *D.S.Melkonian*, Neuroreport, v.5, p.217-220 (1993). [12] *Y.Fueta, H.Kawano, T.Ono*, Brain Res., v.779, p.324-328 (1998).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ФИЗИОЛОГИЯ

УДК 611.61.61.617.621

К. В. Казарян, В. Ц. Ванцян, А. С. Тираян, Р. Р. Акопян

Роль Na^+–Ca^{++}-обменного механизма в регуляции гистамином спонтанной активности мочеточника

(Представлено академиком НАН Армении В.В.Фанарджяном 17/VIII 1998)

Механизм регуляции гистамином пейсмекерной активности мочеточника морской свинки и кошки соответствует специфическому воздействию на медленнопротекающие процессы ритмогенеза. В частности, управляемые гистамином рецепторы модулируют, с одной стороны, плато компонент сложного потенциала действия, а с другой – натриевую, первую фазу медленноволновой активности ([1,2]). Вместе с тем известно, что отмеченные компоненты спонтанного ритмогенеза мочеточника обеспечиваются Na^+–Ca^{++}-обменным механизмом ([3,4]), принимающим непосредственное участие и в регуляции кальциевого гомеостаза клетки ([5,6]). При этом показана также эффективная роль этой транспортной системы в выведении кальция из клеток мочеточника при увеличении его исходного уровня ([7]).

Исходя из хеморегуляции гистаминными рецепторами Na^+–Ca^{++}-обменного механизма при возникновении и формировании Na^+-зависимых компонентов спонтанной активности мочеточника нами сделана попытка изучить данное взаимоотношение в условиях повышенного содержания внутриклеточной концентрации ионов Ca^{++}.

Работа выполнена в условиях in situ на кошках массой 3-4 кг, наркотизированных нембуталом (55-60 мг/кг). Мочеточник денервировали путем перерезки корешков чревного и тазового нервов. Внутриартериальную перфузию почек проводили введением стеклянных канюль в почечную артерию и почечную вену соответственно для подачи и оттока растворов. Скорость перфузирующих растворов была постоянной и равнялась 20 – 25 мл/мин. Температуру растворов поддерживали около 36-37°С.

Активность пейсмекерной области мочеточника регистрировали с помощью монополярного шарикового серебряного электрода, погруженного в участок пиелоуретерального соустья. Распространяющиеся спайковые разряды отводили биполярными электродами из средних отделов мочеточника.

Исследование потенциалов действия мочеточника морской свинки проводили на изолированных препаратах, выделенных из животных, массой 350-400 г. После изоляции препараты выдерживали в растворе Кребса при температуре 36-37°С в течение одного часа, а затем переносили в соответствующие камеры "сахарозного мостика". Через все камеры с постоянной скоростью протекали растворы при температуре 36°С. Потенциалы регистрировали каломельными электродами.

Нормальный раствор Кребса имел следующий состав (ммоль/л): NaCl – 120,4, KCl – 5,9, Ca Cl_2 – 2,5, $NaHCO_3$ – 15,5, NaH_2PO_4 – 1,2, $MgCl_2$ – 1,2, глюкоза – 11,5. Раствор сахарозы, приготовленный на тридистиллированной воде, а также раствор KCl были изотоничны нормальному раствору Кребса. В безнатриевом растворе NaCl замещали осмотически эквивалентным количеством сахарозы. Гистамин вводили непосредственно в раствор Кребса в концентрации 10^{-5} моль/л.

Приведение записи отдельных экспериментов представляют собой данные регистрации на 8-10 животных.

Известно, что потенциал действия гладкомышечных клеток мочеточника состоит из быстрых осцилляций кальциевых токов и растянутой во времени платообразной фазы, представляющей собой медленные входящие натриевые токи ([2,8]) (рис.1,*1*). В безнатриевой среде при этом наблюдаются простые пиковые потенциалы действия, которые в течение 10-15 мин исчезают ([9]) (рис.1,*2*). В период времени генерации спайков наблюдаетсл 8-10-кратное увеличение внутриклеточной концентрации ионов Ca^{++}([6]).

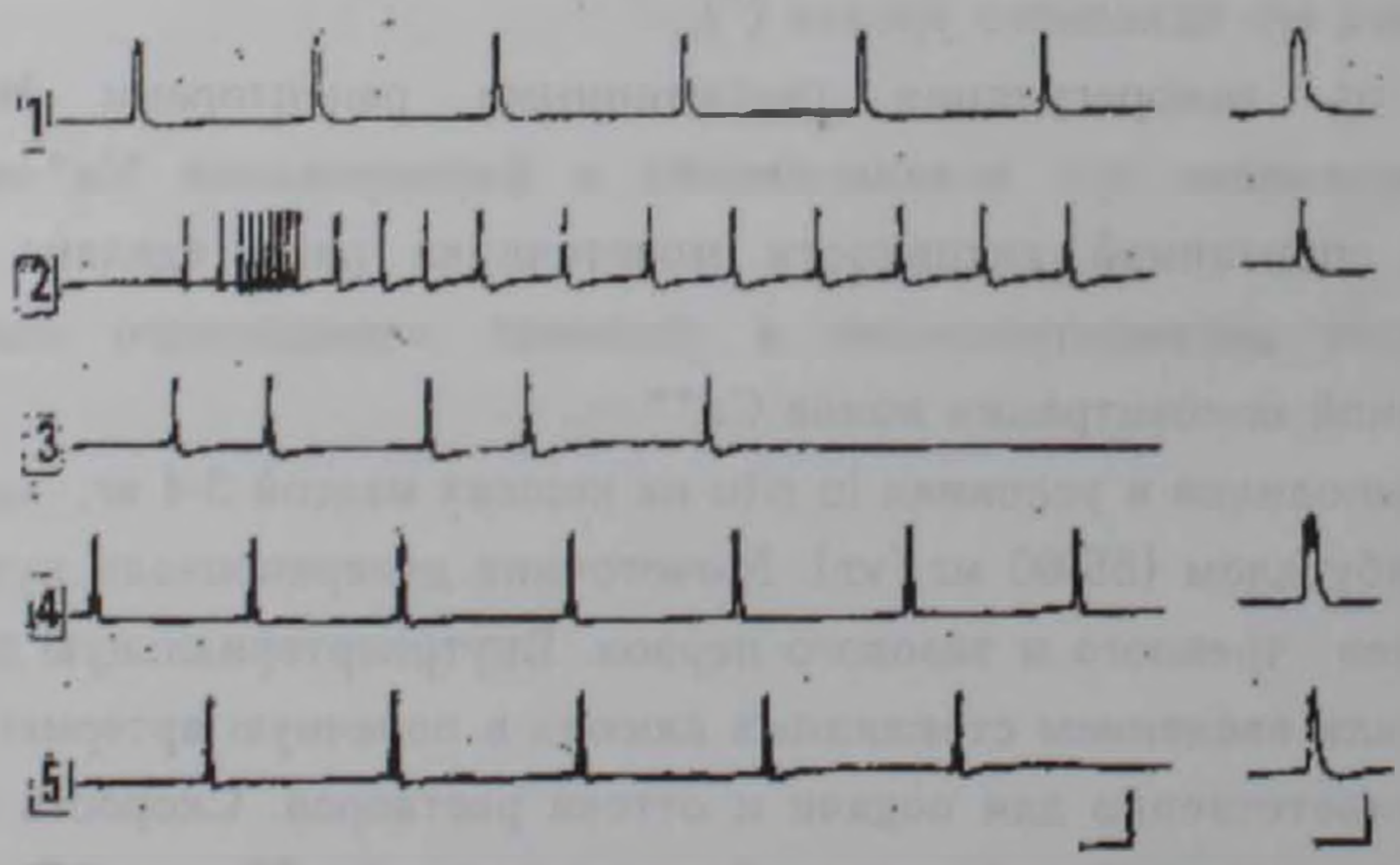


Рис.1. Восстановление активности мочеточника морской свинки в натриевой среде в присутствии гистамина (10^{-5} моль/л). *1* – спонтанная активность в нормальном растворе Кребса; *2* – начало действия безнатриевого раствора; *3* – ингибирование активности в безнатриевом растворе; *4* – восстановление активности при добавлении 20 ммоль/л ионов Na^+ в безнатриевый раствор в присутствии гистамина; *5* – через 6 мин. Калибровка: 8 с, 40 мВ и 2 с, 40 мВ.

В таком случае последующее добавление в среду ионов Na^+ создает большой концентрационный градиент по этим ионам, направленный в клетку, и обеспечивает активацию Na^+-Ca^{++}-обменного механизма. Более того, ионы Na^+ позволяют включить и другие натриевые системы транспорта этих ионов (Na^+-каналы проводимости, Na^+-K^+-насос), и поэтому возможно восстановление всей активности в целом.

В настоящем исследовании восстановление активности наблюдалось в гистаминной среде. Как видно из рис.1,*3*, отмечается значительное влияние данного физиологически активного соединения на картину восстановленного ритмогенеза. В эксперименте (рис.1) концентрация ионов Na^+ в среде соответствовала 20 ммоль/л и была достаточной для генерации устойчивой и длительной спайковой активности гладкомышечной ткани мочеточника. Амплитуда спайков и ритмика активности при этом были несколько меньше по сравнению с таковыми в нормальном растворе Кребса ([9]). В настоящих же экспериментах влияние гистамина выражалось, с одной стороны, увеличением амплитуды потенциала действия (на 6±0,6 %) и их частоты генерации (1,2±0,2 раза), а с другой – изменением конфигурации восстановленных спайков (рис.1,*4*). Вновь образованная фаза плато потенциала действия была достаточно растянута во времени. Согласно проведенным ранее исследованиям, потенциалы действия с фазой плато подобной длительности обычно наблюдались в растворе Кребса (138 ммоль/л ионов Na^+). В последующем в течение 6-8 мин конфигурация потенциалов действия изменялась, уменьшались длительность и амплитуда потенциала действия, исчезли осциляции, сужались фазы плато (рис.1,*5*).

Исходя из данных о регуляции гистамином натриевых механизмов медленноволновой активности ([1,10]) нами проведена серия экспериментов, подобная вышеописанным на мочеточнике кошки.

Медленные пейсмекерные колебания мембранных потенциалов в виде синусоидальных волн наблюдаются, как правило, из пиелоуретерального соустья мочеточника кошки (рис.2,*1*, верхняя кривая). Из всех остальных областей мочеточника вплоть до мочевого пузыря регистрировали спайковые разряды (рис.2,*1*, средняя и нижняя кривые). При замене крови на раствор Кребса наблюдалось четкое разделение фаз медленной волны, независимо от исходной конфигурации волны при кровотоке (рис.2,*2*), изменялась и характеристика колебаний, уменьшалась частота ритмики за счет увеличения длительности первой фазы. Полное удаление ионов Na^+ из наружной среды не приводит к подавлению активности. Гладкомышечная ткань мочеточника, как правило, сохраняет способность генерировать медленноволновую активность еще в течение 13-15 мин. Наблюдаемые волны представляют собой как бы только вторую фазу колебаний (рис.2,*3*), зарегистрированную в растворе Кребса. Со временем они становятся реже до полного исчезновения.

Вместе с тем известно, что добавление в среду хотя бы 20 ммоль/л ионов натрия легко восстанавливает эту активность ([3]).

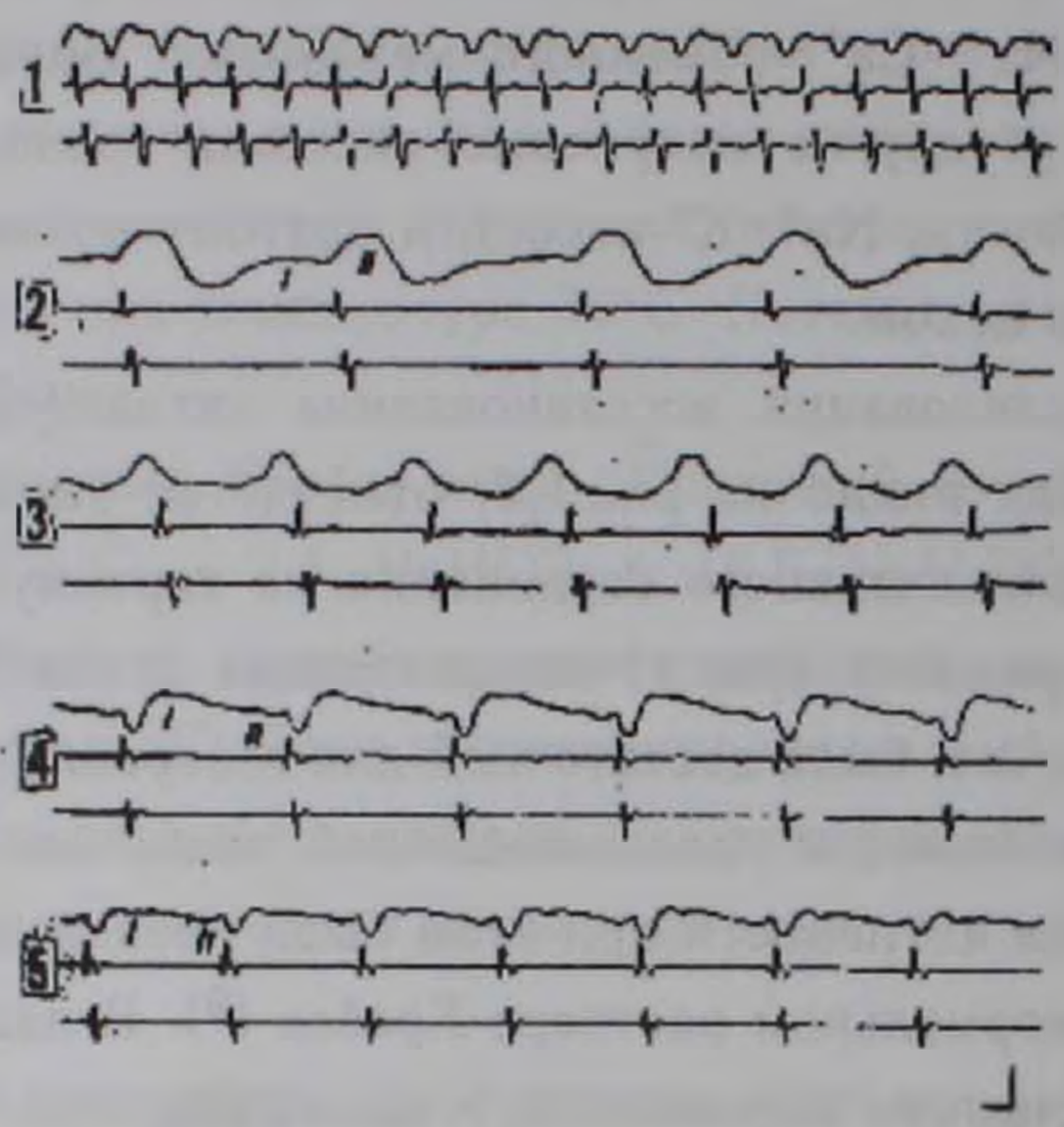


Рис.2. Восстановление медленноволновой активности мочеточника кошки в натриевой среде в присутствии гистамина (10^{-5} моль/л). Верхняя кривая – пейсмекерная, средняя и нижняя кривые соответственно средняя и околопузырная области мочеточника. *1* – спонтанная активность при кровотоке; *2* – перфузия раствора Кребса; *3* – безнатриевый раствор; *4* – восстановление ингибированной в безнатриевой среде активности в растворе Кребса в присутствии гистамина; *5* – через 8 мин. Калибровка: 2 с, 2 мВ.

В настоящих экспериментах ингибированная активность восстанавливалась при смене безнатриевого раствора на раствор Кребса с гистамином (рис.2,*4*). В течение 3-5 мин возникала медленноволновая активность с проходящими спайковыми разрядами. Первая натриевая фаза волны при этом была заметно выпуклой, сравнительно с таковой в безгистаминной среде (сравни рис.2,*2* с 2,*4*). Однако в течение 8-10 мин амплитуда этой фазы уменьшалась (рис.2,*5*) и в дальнейшем регистрировалась активность, типичная для наблюдаемой в растворе Кребса.

Известно, что миогенная активность мочеточника является результатом взаимодействия нескольких электрогенных транспортных систем ([8,11,12]), обеспечивающих перемещение ионов Na^+ и Ca^{++} через мембрану клеток. Na^+–Ca^{++}-обменная система при этом наряду с регуляцией медленных Na^+-чувствительных компонентов активности является также механизмом, выводящим избыточное количество ионов Ca^{++} из клетки. Показано также, что стимуляция гистамином HI-рецепторов обеспечивает значительное обогащение внутриклеточного содержимого ионами Ca^{++} ([13,14]). В таком случае наблюдаемые в работе выраженные фаза-плато потенциала действия, а также первую фазу медленноволновой активости, естественно, можно связать с вышеописанными экспериментальными условиями, позволяющими стимулировать работу обменного механизма в режиме противоградиентного выведения Ca^{++} из клеток.

Таким образом, результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод, что хеморегуляция гистаминными рецепторами как спонтанно генерируемых потенциалов действия, так и медленноволновых колебаний осуществляется посредством их влияния на Na^+–Ca^{++} систему.

Институт физиологии им. Л.А.Орбели НАН Армении

Ք. Վ. ՂԱՉԱՐՅԱՆ, Վ. Յ. ՎԱՆՑՅԱՆ, Ա. Ս. ՏԻՐԱՅԱՆ, Ռ. Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Հիստամինի միջոցով նատրիում- կալցիում փոխանակման մեխանիզմի դերը միզածորանի ինքնաբուխ ակտիվության կարգավորման գործում

Աշխատանքում ուսումնասիրվել է ներբջջային միջավայրում բարձր կոնցենտրացիա ունեցող կալցիումի իոնների ազդեցությունը կատվի և ծովախոզուկի միզածորանի ինքնաբուխ ակտիվության կարգավորման վրա հիստամինի միջոցով: Յույց է տրվել, որ հիստամինի (10^{-5} մմոլ/լ) ներարկումը ոչ նատրիումական արտաքին միջավայր մի կողմից մեծացնում է օսցիլյացիաների քանակը գործողության պոտենցիալի վրա, մյուս կողմից նկատելիորեն կարճացնում է երկու տիպի ինքնաբուխ ակտիվությունների (դանդաղալիքային և սպայկային) գեներացիայի ժամանակը: Ակտիվության վերականգնումը նատրիումական լուծույթում (20 մմոլ/լ) հիստամինի առկայության դեպքում փոխում է ակտիվության կոնֆիգուրացիան: Ռիթմոգենեզի ցուցանիշների (հաճախականացում, ամպլիտուդի մեծացում) նկատելի բարելավման հետ միասին նկատվում է ինչպես գործողության պոտենցիալի պլատո ֆազայի, այնպես էլ դանդաղ ալիքների վրա նատրիումական առաջին ֆազայի երկարում:

Ուսումնասիրությունների արդյունքները թույլ են տալիս ենթադրելու հիստամինային ռեցեպտորների միջոցով նատրիում-կալցիում փոխանակման մեխանիզմի կարգավորման մասին, միզածորանի ինքնաբուխ ակտիվության առանձին կոմպոնենտների առաջացման և ձևավորման ժամանակ:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, А.С.Тираян* и др., Физиол. журн. им. И.М.Сеченова, т.83 (8), с.121-126 (1997). [2] *M.F.Shuba*, J. Physiol. (L.), v.264 (3), p.853-864 (1977). [3] *К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, С.М.Мартиросов*, Физиол. журн. СССР, т.75 (3), с.391-396 (1989). [4] *К.В.Казарян, А.С.Оганесян, Р.Р.Акопян*, Физиол. журн. им. И.М.Сченова, т.79 (1), с.105-111 (1993). [5] *P.J.Aaronson, C.D.Benham*, J. Physiol., v.416, p.1-18 (1989). [6] *V.K.Kazarian, H.S.Hovhannissian, G.A.Gevorkian* et al., Gen. Physiol. and Biophysics., v.10, p.163-174 (1991). [7] *К.В.Казарян, А.С.Оганесян, Г.А.Геворкян*, Физиол. журн. СССР, т.77 (7), с.76-82 (1991). [8] *V.A.Bury, M.F.Shuba*, Transmembrane ionic currents in smooth muscle cells of ureter during excitation. Eds. E.Bülbring, M.F.Shuba, N.Y., Raven Press, 1976. [9] *К.В.Казарян, А.С.Оганесян, А.С.Тираян*, Физиол. журн. СССР, т.75 (6), с.845-850 (1989). [10] *C.T.Kirkpatrick*, J. Physiol. (L.), v.244, p.263-281 (1975). [11] *К.В.Казарян, А.С.Тираян, В.Ц.Ванцян* и др., Физиол. журн. СССР, т.73 (6), с.738-744 (1987). [12] *K.V.Kazarian, S.M.Martirosov, N.I.Markevish*, BEBO, v.22, p.175-186 (1989). [13] *P.Chambers*, D.E.Neal, J.I.Gillespie, Exp. Physiol., v.81 (4), p.553-564 (1996). [14] *T.L.Noah, A.N.Paradiso, M.C.Madden* et al., Am. J. Respir. Cell. Mol. Biol., v.5 (5), p.484-492 (1991).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 99 1999 №4

ФИЗИОЛОГИЯ

УДК 612.828;612.825

И. Г. Саркисян

Электрофизиологический анализ вызванных ответов соматосенсорной коры при повреждении Голубого Пятна

(Представлено академиком НАН Армении В.В.Фанарджяном 10/XII 1998)

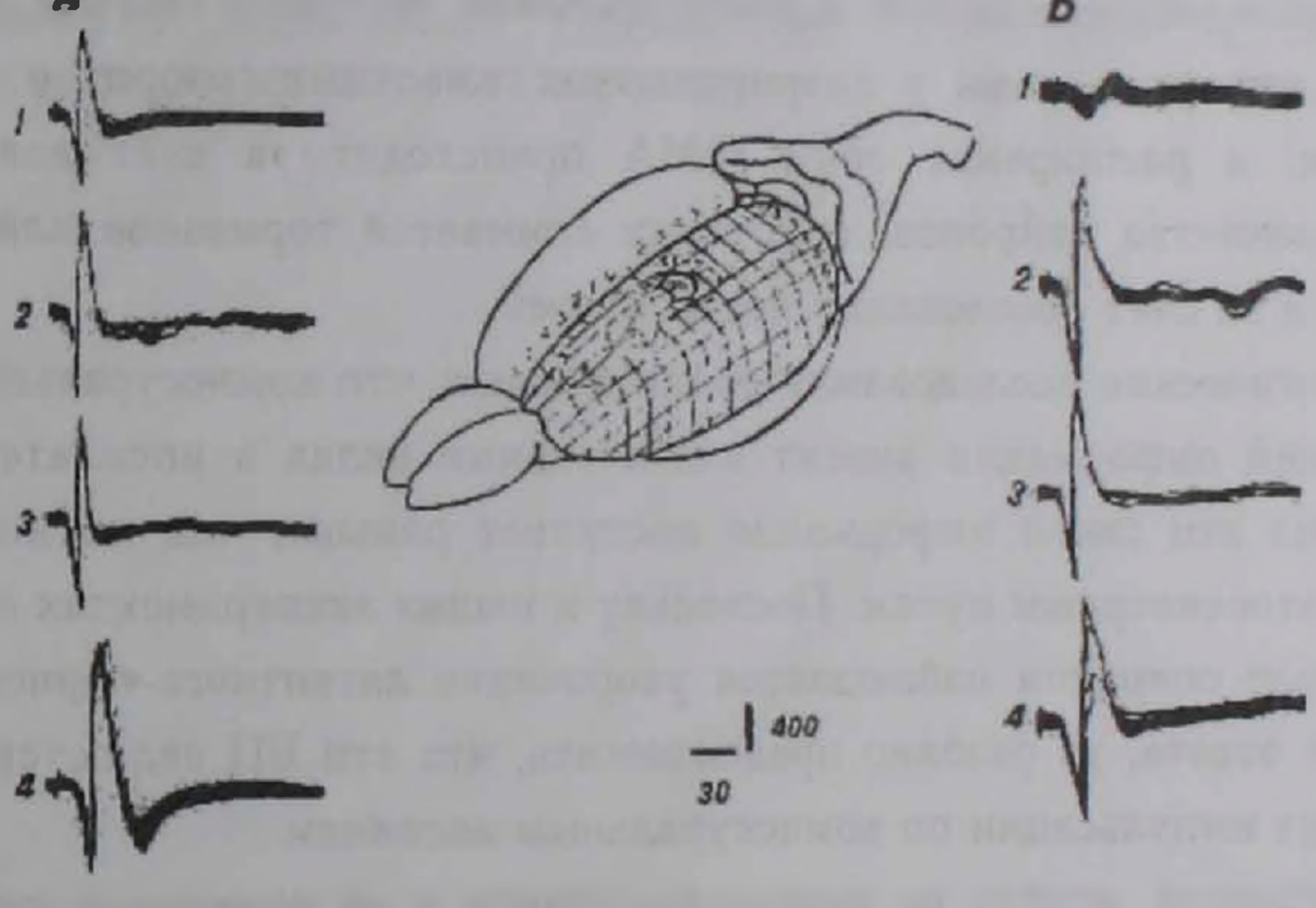
Согласно гистоморфологическим и биохимическим исследованиям кора больших полушарий млекопитающих снабжена многочисленными норадренергическими проекциями на ипсилатеральной стороне. Противоречивы данные относительно контралатеральных проекций Голубого Пятна (ГП) в кору. При стимуляции ГП было выявлено, что ответы регистрируются не только на ипсилатеральной, но и на контралатеральной стороне ([1]). Кроме того, стимуляция ГП в течение 2 ч приводила к понижению уровня норадреналина как на ипси-, так и контралатеральной стороне ([2]). Однако многие авторы приписывали это распространению возбуждения от стимуляции по комиссуральным волокнам ([3]). Морфологические данные свидетельствуют о дегенерации норадренергических волокон на контралатеральной стороне после разрушения ГП ([4]). Нами получены данные относительно изменения амплитудно-временных характеристик вызванных потенциалов (ВП) на раздражение седалищного нерва с контралатеральной стороны спустя месяц после одностороннего разрушения ГП. Эти данные позволили нам предположить, что из ГП исходят волокна, которые направляются в кору не только ипси-, но и контралатерально ([5]).

Целью настоящего исследования было выявить: наблюдаются ли эти изменения в записываемых ВП в более поздние постоперационные сроки. Работа проведена на 20 белых крысах массой 200-250 г. Разрушение ГП проводили под нембуталовым наркозом из расчета 50 мг/кг веса, введенным внутрибрюшинно. Координаты для разрушения ГП подобраны по атласу Фифковой и Маршал ([6]), использовали постоянный ток силой 1,5 мА, подаваемый с реле времени в течение 20 с. Более подробно методика описана в наших ранних работах ([7,8]).

Иследовались изменения электрической активности коры соматосенсорной области методом регистрации вызванных ответов на ипси- и контралате-

ральной стороне по отношению к раздражению седалищного нерва. После завершения эксперимента проводили морфологический контроль на предмет коагуляции ГП.

Как показали эксперименты, ВП на раздражение контралатерального седалищного нерва записываются не только в фокусе максимальной активности (ФМА), но и за ее пределами, где в норме и в ранние постоперационные сроки ответы не регистрировались. По мере удаления от ФМА латенция ответа удлиняется, амплитуда ВП уменьшается. Характеристики ВП отличаются в зависимости от направления передвижения электрода по отношению к ФМА. У неоперированных крыс зона представительства задних конечностей занимает площадь, равную 2 мм^2. Спустя 4 месяца после разрушения ГП ответы на раздражение седалищного нерва регистрируются и на расстоянии 3 мм каудальнее ФМА, разница лишь в том, что амплитуда положительной фазы ВП, записанная из идентичных точек на интактной стороне с сохранным ГП, на 100-150 мкВ меньше, чем амплитуда отрицательной фазы.



Сравнение амплитудно-временных характеристик у крыс в зоне CI коры на ипси- и контралатеральное раздражение седалищного нерва.
А – контралатеральные ответы; *Б* – ипсилатеральные ответы.
А,1,Б,1 – ВП в норме; *А,2,Б,2* – ВП на стороне с разрушенным ГП; *А3*, *Б,3* – ВП на интактной стороне. На схеме мозга H1 – зона представительства седалищного нерва отмечена сплошной линией. Пунктирной линией отмечена граница области, где спустя 3 месяца после операции записываются ВП

На стороне с разрушенным ГП (рисунок, *А,2*) раздражение контралатерального седалищного нерва приводит к 33%-ому увеличению амплитуды отрицательного компонента. На стороне с сохранным ГП (рисунок, *А,3*) длительность отрицательного компонента уменьшается на 45% и появляется вторичная положительность. Ипсилатеральное раздражение седалищного нерва (рисунок, *Б,2*) на оперированной стороне дает увеличение длительности

отрицательной фазы на 22% и укорочение латенции на 30%. Амплитуда как положительной, так и отрицательной фазы в среднем увеличивается на 200%. На стороне с сохранным ГП (рисунок. *Б,3*) наблюдается изменение амплитудных характеристик обеих фаз в среднем на 185%. Вероятней всего, изменения в отрицательном компоненте ответа можно объяснить тем, что он после снятия тормозного влияния ГП получает большее количество возбужденных разрядов нейронов 3-4 слоев, где формируется отрицательнй компонент. Согласно данным Котман (9), увеличение амплитуды ВП у оперированных крыс можно объяснить большим притоком импульсации к корковым нейронам за счет новых переключений и реорганизации синапсов в пределах СД-мембраны нейрона. Кроме того, амплитудные сдвиги ВП могут быть связаны с "гиперсенситивностью" синапсов в зоне CI коры после частичной деафферентации корковых нейронов восходящими импульсами из ВП. Топографическое расширение зоны отводимых ВП дало нам основание предположить, что в патологии может иметь место диффузное межполушарное взаимодействие и доминирование гетеротопических волокон. Увеличение активных точек у оперированных животных говорит о высокой пластичности, а расширение зоны ФМА происходит за счет вовлечения большего количества нейронов, с которых снимается тормозное влияние со стороны ГП, и за счет образования новых связей.

Морфологические исследования подтверждают, что комиссуральные каналы приходящей информации вносят значительные вклад в ипсилатеральный ВП, т.е. через эти связи информация поступает раньше, чем по неперекрещенным соматосенсорным путям. Поскольку в наших экспериментах спустя 3-4 месяца после операции наблюдается укорочение латентного периода ипсилатерального ответа, то резонно предположить, что эти ВП являются результатом прихода импульсации по комиссуральным волокнам.

Таким образом, исходя из вышеизложенного и на основании литературных данных можно заключить, что ГП имеет определенное модулирующее влияние на кору, в частности, на соматосенсорную область, и играет в целом важную роль в пластической реорганизации центральной нервной системы, сопровождающей ее частичную деафферентацию.

Институт физиологии им. Л.А.Орбели НАН Армении

Ի.Գ.ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Սոմատասենսոր կեղևի հրահրված պատասխանների էլեկտրաֆիզիոլոգիական անալիզը Երկնագույն Բծի վնասման ժամանակ

Երկրագույն Բծի քայքայումից հետո հրահրված պատասխանները գրանցվում են հետին վերջույթների ներկայացուցչական շրջանից դուրս, որը ենթադրում է ա-

ռաջացած նոր կապերի հաշվին նեյրոնների առավելագույն քանակի մասնակցությունը:

Նույնակոդմ պատասխանների գաղտնի շրջանի կարճացումը երկնագույն Բծի քայքայումից չորս ամիս հետո թույլ է տալիս եզրակացնելու, որ հրահրված պոտենցիալները հանդիսանում են կոմիսուրալ թելերով եկող իմպուլսների արդյունք: Հայտնաբերվել է Երկնագույն Բծի մոդուլացնող ազդեցությունը կեղևի ամատասեցնող շրջանի վրա և այդ գոյացության դերը նրա մասնակի աֆերենտազրկման ժամանակ, կենտրոնական ներվային համակարգում ընթացող պլաստիկական վերափոխումներում:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Т.И.Белова, Е.А.Голубева, К.М.Судаков*, Голубое пятно. М., Наука (1980). [2] *М.В.Ханбабян*, Норадренергические механизмы мозга, Л.,Наука, 1981. [3] *I.Korf, R.Roth, G.Aghajanian*, Eur. J. Pharmacol., v.23, №3, p.276-282 (1973). [4] *D. De Wied*, Life Sci., №20, p.195-204 (1977). [5] *И.Г.Саркисян*, в сб.: Глубинные структуры мозга, Ереван, Изд.АН АрмССР, с.87-96, 1985. [6] *Fifkova, J.Marsala*, in: Electrophysiological Methods in Biological Research, Prague, 1967. [7] *И.Г.Саркисян*, Биол. жур. Армении, т.38, №12, 1985. [8] *И.Г.Саркисян*, в сб.: Матер. Всесоюз. симпозиума "Нейрохимические механизмы регуляции памяти", Пущино, 1984. [9] *C.W.Cotman, M.Nieto-Sampedro*, Ann. Rev. Psychol., v.33, №9. p.371-401 (1982).

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ 99-րդ հատորի

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Ռ.Ա.Բաղիյան – Մի ինտեգրալ ձևափոխության շրջման վերաբերյալ 3

Ս.Ա.Նիգիյան, Լ.Օ.Խաչոյան – Տրամաբանական ծրագրերի Δ-համարժեքության պրոբլեմի մասին 99

Ա.Ա.Նիգիյան, Լ.Է.Բուդաղյան – Փոքրագույն լուծման գլխավոր ֆունկցիայի հաշվարկման կանոններ ռեկուրսիվ հավասարումների համակարգերի մի դասի համար 197

Կ.Լ.Ավետիսյան – Կոտորակային ինտեգրման և ինտեգրալ ներկայացումների մասին շրջանում հարմոնիկ ֆունկցիաների դասերում 301

Լ.Զ.Գևորգյան – Տարրի պատկերների նորմերի լոկալ գնահատականը և Ռիդ-Հալմոշի անհավասարության ճշգրտումը 306

ԻՆՖՈՐՄԱՏԻԿԱ

Ե.Ս.Հարությունյան, Ա.Ն.Հարությունյան, Ա.Ռ.Ղազարյան – Հուսալիության աստիճանից, գաղտնիության և շեղնաև մակարդակներից կախված ճյուղավորվող կապի համակարգի կոդավորման արագությունների մասին 104

Վ. Ռ.Ղազարյան – Բիայնական սեպագրերի կոմպյուտերացումը 312

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

Վ.Ո.Մովսիսյան, Մ.Ա.Զաքոյան – Ամրապնդվող կոնական խողովակի ջերմալարվածային վիճակը 7

Մ.Մ.Մինասյան – Պինդ մարմնի մոդելը, երբ նրա ներքին էներգիան կախված է դեֆորմացիաների արագությունից 11

Լ.Հ.Լևոնյան – Սնամեջ գլանի ջերմապլաստիկական վիճակը ներքին ճնշման, ոլորման և առանցքային ուժի ազդեցության տակ 111

Գ.Զ.Գևորգյան, Ռ.Մ.Կիրակոսյան – Փոփոխական հաստության օրթոտրոպ սալերի ազատ տատանումներն ընդլայնական սահքերի հաշվառմամբ 116

Վ.Տ.Ավանյան – Ժամանակի տրված ինտերվալում K^{ω}_{Δ}-կայունության տեսության մասին 123

Կ.Ս.Թադեվոսյան, Մ.Ա.Զաքոյան – Միացությունների ամրության ուսումնասիրման ինտեգրալային եղանակը 127

Կ.Ա.Կարապետյան - Զանգվածային տարրերի ընդլայնական կտրվածքի տարբեր գոտիներում թեթևբետոնի ձգման և սեղմման սողքի չափերի համեմատության մասին 134

Ս.Հ.Սարգսյան - Առածգականության մոմենտային տեսությամբ բարակ սալի հարթ խնդրի ասիմպտոտիկական տեսությունը և վարիացիոն հավասարումը 138

Ա.Ա.Հարությունյան, Մ.Ա.Զաքոյան – Պլաստիկության գոտիները կոնական խողովակում 204

Ս.Ա. Համբարձումյան, Ս.Վ.Սարգսյան – Երկշերտ սալի տատանումը արտաքին մագնիսական դաշտում 212

Ս.Հ. Սարգսյան – Առածգականության մոմենտային տեսությամբ բարակ սալի ծռման խնդրի ասիմպտոտիկական տեսությունը և վարիացիոն հավասարումը 216

ԱՌԱՋԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Յա.Բարծոկաս, Ա.Ի.Զոբնին, Բ.Ա.Կուդրյավցև – Կոնտորովիչ-Լեբեդևի տիպի ընդհանրացված ինտեգրալ ձևափոխության և առածգականության տեսության ու ջերմահաղորդականության եզրային խնդիրների լուծման ժամանակ նրա կիրառության մասին 17

Պ.Վ.Գալպճյան – Տարբեր նյութերից կազմված գլանի հակահարթ դեֆորմացիայի եզրային խնդիրներ 22

Ա.Բ.Թովմասյան – Եռաշերտի ներքին ջերմաառածգական խնդրի լուծումը, երբ շերտերի միջև կոնտակտը ոչ լրիվ է 28

Ա.Մ.Սարգսյան – Կապակցված էլեկտրաառաձգական դաշտի վարքը ընդհանրացված հարթ լարվածային վիճակում գտնվող պիեզաէլեկտրիկ սեպի անկյունային կետի շրջակայքում 34
Մ.Գ.Սահակյան, Ի.Հ.Վարդանյան – Սահքի մակերևութային ալիքները որոշ ուղղաձիգ-անհամասեռ առաձգական միջավայրերում 40
Լ.Ա.Մովսիսյան - Բարակ սալերի առաձգականության մոմենտային տեսության մասին 148
Լ.Մ.Խալաթյան – Կոշտ ամրակցված երկայնական եզրերով անիզոտրոպ շերտի սեփական տատանումների հաճախականությունների մասին 153
Ա.Մ.Խաչատրյան – Շերտերի ոչ կոշտ կոնտակտի պայմաններում երկշերտ անիզոտրոպ սալի հավասարումների մասին 159
Դ.Ջ.Հասանյան – Շարժվող ճաքով ֆեռոմագնիսական հարթության լարվածադեֆորմացիոն վիճակը 165
Մ.Ս.Մկրտչյան – Կամայական թվով համագիծ ճաքերով կամ բացարձակ կոշտ ներդրակներով կտոր առ կտոր համասեռ տարածության լարվածային վիճակը հարթ և հակահարթ դեֆորմացիաների դեպքում 226
Ա.Հ.Բաբլոյան, Լ.Մ.Վարդանյան. Վ.Տ.Ավանյան – Լարումների վարքը անիզոտրոպ առաձգական մարմինների անկյունային կետերի միջակայքում 233
Լ.Ա.Ադալովյան, Լ.Մ.Խալաթյան – Օրթոտրոպ շերտի ստիպողական տատանումների ասիմպտոտիկան խառը եզրային պայմանների դեպքում 315
Ն.Գ.Ամյան, Մ.Գ.Սահակյան – Չնափոխվող բութ կոնի ներթափանցումը անսեղմելի անհամասեռ հեղուկի մեջ 322
Մ.Գ.Սահակյան, Ի.Հ.Վարդանյան – Ուղղաձիգ-անհամասեռ առաձգական միջավայրի համար հակահարթ խնդրի ֆունդամենտալ լուծումը 328

ԷԼԵԿՏՐԱԱՌԱՁԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Հ.Բաբլոյան, Մ.Ա.Մելքումյան – Էլեկտրաառաձգականության տեսության խառը եզրային խնդիր պիեզակերամիկական անվերջ սեպի համար 45
Ա.Հ.Բաբլոյան, Մ.Ա.Մելքումյան - Էլեկտրաառաձգականության տեսության հարթ խնդիրը պիեզակերամիկական սեպի համար 172
Մ.Ա.Մելքումյան – Կիսաանվերջ ճեղքերով թուլացված բաղադրյալ հարթության էլեկտրաառաձգականության տեսության համաչափ խնդիրը՝ միգքավորված էլեկտրոդի առկայությամբ 240

ՖԻԶԻԿԱ

Խ.Ռ.Գյուլումյան, Մ.Լ.Երիցյան, Ա.Գ.Սարգսյան, Կ.Հ.Բեգոյան - Գերհադորդիչ պոլիմեր-խեցեղեն բաղադրանյութերի ստացումը ազոտ պարունակող և հետերոցիկլիկ մոմենտների հիման վրա 178
Ն.Ա.Ղորխմազյան – Նեյտրինոյի զանգվածի մասին 182
Դ.Մ.Սեդրակյան, Ա.Ժ.Խաչատրյան – Էլեկտրոնի շարժումը միաչափ պատահական պոտենցիալի դաշտում 247
Ա.Ժ.Մուրադյան, Հ.Լ.Հարությունյան – Սոդուլացված բնակեցվածության ամպլիտուդների կոհերենտ կուտակում. Ատոմների ցրումը հանդիպակաց լուսային իմպուլսների դաշտում 334
Ա.Մ.Իշխանյան – Կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների ասիմետրիկ դիֆրակցիայի ադիաբատ մոդել 341
Ն.Ա.Ղորխմազյան, Ն.Ն.Ղորխմազյան – Քվարկ-լեպտոնային համաչափության խնդիրը 347

ԱՎՏՈՄԱՏԻԿԱ

Է.Վ.Ղազարյան, Մ.Ք.Բաղդասարյան – Դիսկրետ համակարգերի հուսալիության գնահատման ստոխաստիկ մոդել 52

ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐ

Վ.Ս.Սարգսյան, Մ.Շ.Նորիջանյան, Ն.Ա.Բաբայան, Պ.Հ.Տեր-Պետրոսյան – Ջմեռային պայմաններում տաքացվող բետոնային կոնստրուկցիաների ջերմային ռեժիմը . 252

ՉԱՓՈՂԱԿԱՆ ՏԵԽՆԻԿԱ

Բ.Մ.Մամիկոնյան – Դիմադրության ջերմակերպափոխիչների օգտագործումով ջերմաստիճանի նեղսահմանային չափիչների կառուցման առանձնահատկությունները 56

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱ

Գ.Լ.Արեշյան – Սինխրոն գեներատորի լարումների ցատկման և անկման բանաձևեր 64

ՀԻԴՐԱՎԼԻԿԱ

Շ.Մ.Գրիգորյան, Վ.Գ.Սանոյան, Հ.Վ.Թորքմաջյան, Մ.Մ.Գասպարյան – Խիտ միջավայրի մեջ հեղուկի ներարկման տեսության վերաբերյալ 69

Վ.Գ.Սանոյան, Հ.Վ.Թորքմաջյան, Տ.Ա.Քալանթարյան, Ի.Գ.Քրիստոստուրյան - Գլորվող ալիքների հաշվարկը փոփոխական թեքության արագահոսներում 186

Հ.Վ.Թորքմաջյան , Կ.Խ.Հովսեփյան , Տ.Ա.Քալանթարյան, Վ.Ռ.Նազինյան – Օպերացիոն հաշվարկի կիրառումը ջրամբարի աշխատանքի ռեժիմը ուսումնասիրելու համար 351

ԱՆԱԼԻՏԻԿ ՔԻՄԻԱ

Ն.Ռ.Գյոկչյան, Ա.Ա.Եղիազարյան, Ջ.Ա.Միքաելյան, Հ.Գ.Խաչատրյան – Պլատինի (IV) յողիտային ացիդոկոմպլեքսի փոդազդեցության ուսումնասիրությունը հիմնային ներկանյութ ակրիդինային դեղինի հետ 189

Ն.Օ.Գյոկչյան, Կ.Խ.Ավագյան, Ա.Ա.Եղիազարյան, Ջ.Ա.Միքայելյան, Հ.Գ.Խաչատրյան – Ոսկու(III) էքստրակցիոն-աբսորբցիոմետրական որոշումը ռիվանոլով աղաթթվային միջավայրում 258

ԵՐԿՐԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ռ.Ա.Մանդալյան – Հայաստանի տարածքի մի շարք բեկվածքային գոնաներում կարբոնատային ապարների կառուցվածքա- վերահսկողական վերափոխումների մասին 356

ՀԱՆՔԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Կ.Գ.Շիրինյան – Արևելյան Լճասար հրաբխի էքսպլոզիվ առաջացումներում հայտնաբերված նոնաքարի մասին 262

ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Լ.Հ.Ավագյան, Գ.Գ.Արծրունի – Առնետների հեպատոցիտների անդրկառուցվածքը արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցությունից հետո 74

ՄԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ջ.Փեփոյան, Մ.Ա.Փարսադանյան, Պ.Հ.Վարդևանյան, Կ.Գ.Ղարագյոզյան – Ստեարիլ-ֆոսֆատիդիլխոլինի ազդեցությունը Salmonella derby-ի բջիջների աճման և բազմացման վրա 273

Լ.Ա.Ավանեսյան, Տ.Կ.Դավթյան, Յու.Թ.Ալեքսանյան – Մարդու լիմֆոցիտների կողմից իմունոգլոբուլինների սինթեզը կուլտուրայի պայմաններում ադրիամիցինի և նրա Fe^{3+}, Cu^{2+} և Co^{2+} միացությունների ազդեցության տակ 277

Մ.Օ.Սահակյան, Ա.Ջ.Փեփոյան, Լ.Հ.Կիրակոսյան, Հ.Ռ.Եպիսկոպոսյան, *Օ.Գ.Կարապետյան, Ա.Օ.Կարապետյան, Ա.Ա.Շահինյան, Կ.Գ.Ղարագյոզյան* – Միջավայրի թթվայնության ազդեցությունը Escherichia coli շտամների աճման և բազմացման պրոցեսների վրա 362

ԿԵՆՍԱՔԻՄԻԱ

Մ.Շ.Մուրադյան – Նեյրոհորմոն "C"-ի ազդեցությունը $\left[{}^{35}S\right]$ տաուրինի կլանման վրա առնետների տարբեր օրգանների կտրվածքներում ռեցեպտորների բլոկադայի դեպքում 266

Վ.Մ.Ապրիկյան, Ա.Ա.Գալոյան – Հիպոթալամուսային նոր պոլիպեպտիդի հակաբակտերիական ակտիվությունը 367

ՀԻԴՐՈՊՈՆԻԿԱ

Մ.Խ.Մայրապետյան – Ջրա-շիթային հիդրոպնիկա 372

ԿԵՆԴԱՆԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Մ.Խ.Պիպոյան, Մ.Օ.Սահակյան – Արարատյան հարթավայրի ջրամբարների գուստերայի Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) կարգաբանական կարգավիճակի մասին 375

ՄԻՋԱՏԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Մ.Յու.Քալաշյան – Բզեզների (Insecta, Coleoptera) երկու նոր տեսակ Հայաստանից 80

ԲՈՒՅՍԵՐԻ ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Վ.Վ.Ղազարյան, Լ.Ն.Հովհաննիսյան – Մթության և լույսի ազդեցությունը էվոլյուցիոն տարբեր առաջխաղացված բույսերում քլորոֆիլի և ԱԾՖ-ի վրա 283

Վ.Ա.Դավթյան – Արևելյան հաճարենու տարահասակ ծառերի քսիլեմային հյութի որակական տարբերության և ֆոթոսինթեզի վրա նրա ազդեցության մասին 288

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Է.Ա.Հովհաննիսյան, Ա.Բ.Մելիք-Մուսյան – Ներքին ծիքապտղի ճյարդաթունային քայքայման ազդեցությունը առնետների շարժողական ուսուցման վրա 85

Վ.Բ.Ֆանարջյան, Ե.Վ.Պապոյան, Օ.Վ.Գևորգյան, Վ.Հ.Պողոսյան – Վերողնուղեղային վարընթաց ազդեցությունների փոխարկման մեխանիզմի մասին 90

Ք.Վ.Ղազարյան, Վ.Յ.Վանցյան, Ս.Վ.Ֆանարջյան, Ա.Ս.Տիրայան, Ռ.Ռ.Հակոբյան – Դիմեդրոլի դերը կատվի միզածորանի պեյսմեկերային ակտիվության հիստամինային կարգավորման արգելակման գործում 293

Հ.Հ.Մկրտչյան, Ա.Ռ.Սարգսյան, Կ.Պապաթեոդորոպուլոս, Ջ.Կոստոպուլոս – Հասակից կախված սինապտիկ փոխանցման փոփոխությունների հետազոտություն նմանակման մոդելավորման մեթոդով 382

Ք.Վ.Ղազարյան, Վ.Յ.Վանցյան, Ա.Ս.Տիրայան, Ռ.Ռ.Հակոբյան – Հիստամինի միջոցով նատրիում- կալցիում փոխանակման մեխանիզմի դերը միզածորանի ինքնաբուխ ակտիվության կարգավորման գործում 387

Ի.Գ.Սարգսյան – Սոմատասենսոր կեղևի հրահրված պատասխանների էլեկտրաֆիզիոլոգիական անալիզը Երկնագույն Բծի վնասման ժամանակ 392

СОДЕРЖАНИЕ 99-го тома

МАТЕМАТИКА

Р.А.Багиян – К вопросу обращения одного интегрального преобразования . 3

С.А.Нигиян, Л.О.Хачоян – К проблеме Δ-эквивалентности логических программ 99

С.А.Нигиян, Л.Э.Будагян – Правила вычисления главной функции наименьшего решения для одного класса систем рекурсивных уравнений 197

К.Л.Аветисян – О дробном интегрировании и интегральных представлениях в классах гармонических функций в круге 301

Л.З.Геворкян – Локальная оценка норм итераций элемента и уточнение неравенства Рида–Халмоша 306

ИНФОРМАТИКА

Е.А.Арутюнян, А.Н. Арутюнян, А.Р.Казарян – О скорости кодирования в зависимости от надежности, мер искажения и секретности для разветвляющейся системы связи 104

В.Р.Казарян – Компьютеризация урартской (биайнийской) клинописи 312

МЕХАНИКА

В.О.Мовсисян, М.А.Задоян – Термонапряженное состояние упрочняющейся конической трубы 7

М.М.Минасян – Модель твердого тела с внутренней энергией, зависящей от скорости деформаций 11

Л.А.Левонян – Термопластическое состояние полого цилиндра под воздействием с внутреннего давления, кручения и осевой силы 111

Г.З.Геворкян, Р.М.Киракосян – Свободные колебания ортотропных пластинок переменной толщины с учетом поперечных сдвигов 116

В.Т.Аванян – О K_{Δ}^{ω}-устойчивости на заданном интервале времени 123

К.С.Тадевосян, М.А.Задоян – Интегральный способ изучения прочности соединения 127

К.А.Карапетян – О сравнении мер ползучести легкого бетона при растяжении и сжатии в различных зонах поперечного сечения массивных элементов 134

С.О.Саркисян – Асимптотическая теория и вариационное уравнение плоской задачи упругой тонкой пластинки по моментной теории упругости 138

С.А.Арутюнян, М.А.Задоян – Зона пластичности в конической трубе 204

С.А.Амбарцумян, С.В.Саркисян – Колебание двухслойной пластинки во внешнем магнитом поле 212

С.О.Саркисян – Асимптотическая теория и вариационное уравнение задачи изгиба упругой тонкой пластинки по моментной теории упругости 216

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

Д.Я.Бардзокас, А.И.Зобнин, Б.А.Кудрявцев – Об обобщенном интегральном преобразовании Конторовича-Лебедева и его применении при решении граничных задач теории упругости и теплопроводности 17

П.В.Галпчян – Граничные задачи антиплоской деформации для цилиндра, составленного из различных материалов 22

А.Б.Товмасян – Решение внутренней термоупругой задачи трехслойной полосы, когда контакт между слоями неполный 28

А.М.Саргсян – Поведение связанного электроупругого поля в окрестности угловой точки пьезоэлектрического клина при обобщенном плоском напряженном состоянии 34

С.Г.Саакян, И.А.Варданян – Сдвиговые поверхностные волны в некоторых вертикально-неоднородных упругих средах 40

Л.А.Мовсисян – К моментной теории упругости для тонких пластин 148

Л.М.Халатян – О частотах собственных колебаний анизотропной полосы с жестко закрепленными продольными краями 153

А.М.Хачатрян – Об уравнениях двухслойной анизотропной пластинки при нежестком контакте слоев 159

Д.Д.Асанян – Напряженно-деформированное состояние ферромагнитной плоскости с движущейся трещиной 165

М.С.Мкртчян – Напряженное состояние бесконечного кусочно-однородного пространства с произвольным числом коллинеарных трещин или абсолютно жестких включений при плоской и антиплоской деформациях 226

А.А.Баблоян, Л.М.Варданян, В.Т.Аванян – Характер напряженного состояния вблизи угловых точек анизотропных упругих тел 233

Л.А.Агаловян, Л.М.Халатян – Асимптотика вынужденных колебаний ортотропной полосы при смешанных граничных условиях 315

Н.Г.Асрян, С.Г.Саакян – Проникание тупого деформируемого конуса в несжимаемую неоднородную жидкость 322

С.Г.Саакян, И.А.Варданян – Фундаментальное решение антиплоской задачи для вертикально-неоднородной упругой среды 328

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОУПРУГОСТИ

А.А.Баблоян, С.А.Мелкумян – Смешанная задача электроупругости для пьезокерамического клина с электродами 45

А.А.Баблоян, С.А.Мелкумян – Плоская задача электроупругости пьезокерамического клина 172

С.А.Мелкумян – Симметричная задача электроупругости для составной плоскости с полубесконечными разрезами, при наличии заряженного электрода . . 240

ФИЗИКА

Х.Г.Гюлумян, М.Л.Ерицян, А.Г.Саркисян, К.Г.Бегоян – Сверхпроводящие полимер-керамические композиции, полученные на основе азотсодержащих и гетероциклических мономеров 178

Н.А.Корхманян – О массе нейтрино 182

Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян – Движение электрона в поле одномерного случайного потенциала 247

А.Ж.Мурадян, Г.Л.Арутюнян – Когерентная аккумуляция модулированных амплитуд вероятности: Рассеяние атомов в поле встречных световых импульсов . 334

А.М.Ишханян – Адиабатическая модель асимметричной дифракции атомов в поле стоячей волны 341

Н.А.Корхмазян, Н.Н.Корхмазян – Проблема кварк-лептонной симметрии . 347

АВТОМАТИКА

Э.В.Казарян, М.К.Багдасарян – Стохастические модели для оценки надежности дискретных систем 52

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

В.С.Саркисян, С.Ш.Нуриджанян, Н.А.Бабаян, П.А.Тер-Петросян – Тепловой режим бетонных конструкций при электропрогреве в зимних условия 252

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Б.М.Мамиконян – Особенности построения узкопредельных измерителей температуры с использованием термопреобразователей сопротивления 56

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г.Л.Арешян – Формулы подскоков и провалов напряжений синхронного генератора 64

ГИДРАВЛИКА

Ш.М.Григорян, В.Г.Саноян, О.В.Токмаджян, С.М.Гаспарян – К теории инъекции жидкости в плотную среду 69

В.Г.Саноян, О.В.Токмаджян, Т.А.Калантарян, И.Г.Кристостурьян – Расчет катящихся волн на быстротоках с переменным уклоном дна 186

О.В.Токмаджян, К.Х.Овсепян, Т.А.Калантарян, В.Р.Назинян – Применение операционного исчисления для исследования режимов работы 351

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Н.О.Геокчян, А.А.Егиазарян, Дж.А.Микаелян, А.Г.Хачатрян – Изучение взаимодействия йодидного комплекса платины (IV) с основным красителем акридиновым желтым 189

Н.О.Геокчян, К.Х.Авакян, А.А.Егиазарян, Дж.А.Микаелян, А.Г.Хачатрян – Экстракционно-абсорбциометрическое определение золота(III) риванолом в солянокислой среде 258

ГЕОЛОГИЯ

Р.А.Мандалян – О структурно-контролируемых преобразованиях карбонатных пород в ряде разломных зон территории Армении 356

МИНЕРАЛОГИЯ

К.Г.Ширинян – Гранат из эксплозивных образований вулкана Восточный Лчасар 262

БИОЛОГИЯ

Г.Г.Арцруни, Л.А.Авакян – Ультраструктура гепатоцитов крыс после воздействия внешнего электростатического поля 74

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

А.З.Пепоян, М.А.Парсаданян, П.О.Вардеванян, Н.А.Оганесян, К.Г.Карагезян – Влияние стеарил-фосфатидилхолина на рост и размножение клеток Salmonella derby 274

Л.А.Аванесян, Т.К.Давтян, Ю.Т.Алексанян – Синтез иммуноглобулинов лимфоцитами человека в культуре под влиянием адриамицина и его комплексов с Fe^{3+}, Cu^{2+} и Co^{2+} 277

М.О.Саакян, А.З.Пепоян, Л.А.Киракосян, А.Р.Епископосян, О.Г.Карапетян, А.О.Карапетян, А.А.Шагинян, К.Г.Карагезян – Влияние кислотности среды на рост и размножение штаммов Escherichia coli 362

БИОХИМИЯ

М.Ш.Мураданян – Влияние нейрогормона "С" на захват $\left[^{35}S\right]$ таурина в изолированных органах крыс при блокаде рецепторов 266

В.С.Априкян, А.А.Галоян – Антибактериальная активность нового гипоталамического полипептида 367

ГИДРОПОНИКА

С.Х.Майрапетян – Струйная гидропоника 372

ЗООЛОГИЯ

С.Х.Пипоян, М.О.Саакян – О таксономическом статусе густеры Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) водоемов Араратской равнины 375

ЭНТОМОЛОГИЯ

М.Ю.Калашян – Два новых вида насекомых-жесткокрылых (Insecta, Coleoptera) из Армении 80

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

В.В.Казарян, Л.Н.Оганесян – Влияние темноты и света на хлорофилл и АТФ листьев древесных, кустарниковых и травянистых растений 283

В.А.Давтян – О качественном различии ксилемного сока и его влиянии на фотосинтез у разновозрастных деревьев бука восточного 288

ФИЗИОЛОГИЯ

Э.А.Оганесян, А.Б.Мелик-Мусян – Влияние нейротоксического разрушения нижней оливы на моторное обучение у крыс 85

В.В.Фанарджян, Е.В.Папоян, О.В.Геворкян, В.И.Погосян – К механизму переключения нисходящих супраспинальных влияний 90

В.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, С.В.Фанарджян, А.С.Тираян, Р.Р.Акопян – Воздействие димедрола на активацию гистаминных рецепторов мочеточника кошки 293

О.А.Мкртчян, А.Р.Саркисян, К.Папатеодоропулос, Дж.Костопулос – Исследование возрастнозависимых изменений синаптической передачи методом имитационного моделирования 382

К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, А.С.Тираян, Р.Р.Акопян – Роль Na^{+}-Ca^{++}-обменного механизма в регуляции гистамином спонтанной активности мочеточника 387

И.Г.Саркисян – Электрофизиологический анализ вызванных ответов соматосенсорной коры при повреждении Голубого Пятна 392

C O N T E N T S of volume 99

MATHEMATICS

R.A.Bagian – To inversions question for one integral transform 3

S.A.Nigijan, L.O.Khatchoyan – On the Δ-equivalence problem for logic programs 99

S.A.Nigijan, L.E.Budagyan – Computation rules for the principal function of the least solution for a class of recursive equation systems 197

K.L.Avetisian – On fractional integration and integral representations in classes of harmonic functions on the disk 301

L.Z.Gevorkyan – Local estimate for iterations of an element and a refinement of the Halmos-Reid inequality 306

INFORMATION THEORY

E.A.Haroutunian, A.N. Haroutunian, A.R.Kazarian – On coding rates of the breanching communication system with respect to reliability, distortion and secrecy criteria 104

V.R.Ghazarian – The computerization of Urartian (Biaynian) cuneiform 312

MECHANICS

V.O.Movsisian, M.A.Zadoyan – Thermal stress state of strenghtening cone tube 7

M.M.Minasyan – The model of solids with their intrinsic energy depending on the strain rate 11

LH.Levonian – The thermoplastic state hollow cylinder under the influence of internal pressure, bending and axle force 111

G.Z.Gevorgyan, R.M.Kirakosyan – Free vibrations of orthotrope plates of variable thickness with the account of lateral shears 116

V.T.Avanyan – On the theory of K_{Δ}^{ω} -stability for a given interval of time summary . . 123

K.S.Tadevosyan, M.A.Zadoyan – Investigation of the joint strength by integral way . . . 127

KA.Karapetyan – On comparing measures of creep of light concrete under pulling and pressing in different zones of lateral section of massive elements 134

S.O.Sarkisyan – Asymptotic theory and variational equation of plane problem of elasticity of thin plate on momental theory of elasticity 138

S.A.Harutyunyan, M.A.Zadoyan – The plastic zone in the conical tube 204

S.A.Ambartsumian, S.V.Sarkisian – Vibration of two-layered plate in the external magnetic field 212

S.O.Sarkisyan – Asymptotic theory and variational equation of the bending problem of an elastic plate on momental theory of elasticity 216

THEORY OF ELASTICITY

D.Ya.Bardzocas, A.I.Zobnin, *B.A.Kudriavtsev* – On generalized integral transformation of Kontorovich-Lebedev type and about its application in solution boundary problems of the theory of elasticity and heat-transfer 17

P.V.Galpchian – Boundary-value problems of antiplane deformation for a cylinder, consisted of different materials 22

A.B.Tovmasyan – Solution of the inner termoelastic problem of three-layered strip when the contact between layers is incomplete 28

A.M.Sargsian – The behaviour of bounded electroelastic field in neighbourhood of angular point of the piezoelectric wedge in a general stress state 34

S.G.Sahakyan, I.H.Vardanyan – The shear surface waves in some vertically inhomogeneous elastic media 40

L.G.Movsisian – About moment theory of elasticity for thin plates 148
L.M.Khalatian – About frequency of own vibrations of anisotropic strip with the fixed longitudinal edges 153
A.M.Khachatrian – On the equations of two-layer anisotropic plates with non rigid contact between layers 159
D.J.Hasanyan – Stress-strain state of ferromagnetic plane with moving cracke. 165
M.S.Mkrtchian – Stress state of a nonfinal piecewise homogeneous space with an arbitrary number of collinear cracks or absolutely rigid inclusions under plane or antiplane deformations 226
A.A.Babloyan, L.M.Vardanian, B.T.Avanian – The behavior of tensions near by angular point of anisotrop elastic bodies 233
L.A.Aghalovyan, L.M.Khalatyan – Asymptotics of forced vibrations of ortotrop stripe in the mixed boundary conditions 315
N.G.Asryan, S.G.Sahakyan – Penetration of blunt deformable cone in imcompressible inhomogeneous liquid 322
S.G.Sahakyan, I.H.Vardanyan – The foundamental solution of antiplane problem for the vertical-nonhomogeneous elastic media 328

THEORY OF ELECTROELASTICITY

A.A.Babloyan, S.A.Melkoumyan – A mixed problem of electroelasticity for a piezoceramic wedge with electrodes 45
A.A.Babloyan, S.A.Melkumyan – A plain problem of electroelasticity for piezoceramic wedge 172
S.A.Melkumyan – Symmetric problem of electroelasticity for compound plane with semi-infinite cuts and charged electrode covering 240

PHYSICS

Kh.H.Gyulumyan, M.LErityan, A.G.Sarkisyan, K.G.Begoyan – Superconducting polymer-ceramic composites synthesized on the base of nitrogen-containing and heterocyclie monomers 178
N.A.Korkhmazian – About neutrino mass 182
D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatrian – Motion of an electron in one dimensional potential field 247
A.Zh.Muradyan, H.L.Haroutyunyan – Coherent accumulation of modulated probability amplitudes: scattering of the atoms in the field of counterpropagating light pulses 334
A.M.Ishkhanyan – Adiabatic model of asymmetric diffraction of atoms in the field of a standing wave 341
N.A.Korkhmazyan, N.N.Korkhmazyan – The quark-lepton symmetry problem 347

AUTOMATISATION

E.B.Kazarian, M.K.Baghdasaryan – Stochastic models for evaluation of discrete system reliability 52

BUILDING CONSTRUCTIONS

V.S.Sarkisyan, S.Sh.Nurijanyan, N.A.Babayan, P.A.Ter-Petrosyan – The thermal rate of concrete constructions with electroheating in winter conditions 252

MEASURING TECHNOLOGY

B.M.Mamikonyan – Peculiarities of narrow-breaking temperature measurers' construction with impedance termotransformers utilization 56

ELECTROTECHNICS

G.L.Areshian – Formulae for voltage jumps and fall-throughs in a synchronous generator 64

HYDRAULICS

Sh.M.Grigoryan, V.G.Sanoyan, H.V.Tokmajyan, G.M.Gasparyan – To the theory of liquid injection into the dense medium 69

V.G.Sanoyan, O.V.Tokmajan, T.A. Qalantaryan, I.G.Kristosturyan – Calculation of the olling waves of the chutes with variable slope of the bottom 186

H.V.Tockmajyan, K.Ch.Hovsepyan, T.A.Qalantaryan, V.R.Nazinyan – Reservoirs working regimes researches with application of operational calculation 351

ANALYTIC CHEMISTRY

N.O.Geokchian, A.A.Eghiazarian, G.A.Mikaelian, A.G.Khachatrian – Investigation of interaction between iodide complex of platinum (IV) and acrydine yellow basic dye 189

N.O.Geokchian, K.Kh.Avakian, A.A.Eghiazarian, G.A.Mikaelian, A.G.Khachatrian – Extraction-absorbtiometric determination of gold(III) using rivanol in hydrochloric acid medium 258

GEOLOGY

R.A.Mandalyan – About structure – controlled transformations of carbonate rocks in a number of fault zones of the territory of Armenia 356

MINERALOGY

K.G.Shirinian – Garnet from the explosive deposits of the East Lchasar volcano 262

BIOLOGY

G.G.Artzruni, L.A.Avakian – The ultrastructure of rats' hepatocytes after the external electrostatic field influence 74

MOLECULAR BIOLOGY

A.Z.Pepoyan, M.A.Parsadanian, P.O.Vardevanian, N.A.Hovhanisian, K.G.Karagezian – Influence of stearyl-fosfatidylcholine on growth and multiplication of Salmonella derby cells 273

L.A.Avanessian, T.K.Davtyan, Yu.T.Alexanyan – Immunoglobulin synthesis by human lymphocytes in culture during the action of adriamycin and it's complexes with Fe^{3+}, Cu^{2+} and Co^{2+} 277

M.O.Sahakian, A.Z.Pepoyan, L.H.Kirakosian, H.R.Episkoposian, O.G.Karapetian, A.O.Karapetian, A.A.Shahinian, K.G.Karageuzian – The influence of medium-acidity on the growth and reproduction processes of strains of Escherichia coli 362

BIOCHEMISTRY

M.Sh.Muradian – Effect of neurohormone "C" on $\left[^{35}S\right]$taurine uptake in rat slices of different organs of the blokade of receptors 266

V.S.Aprikyan, A.A.Galoyan – Antibacterial activity of a new hypothalamic polypeptide 367

HYDROPONICS

S.K.Mairapetyan – Water stream hydroponics 372

ZOOLOGY

S.Kh.Pipoyan, M.O.Sahakyan – Tacsonomic status of Blicca bjoerkna (L.) (Cyprinidae, Pisces) in the tanks of Ararat valley 375

ENTHOMOLOGY

M.Yu.Kalashian – Two nwe species of beetles (Insecta, Coleoptera) from Armenia . . . 80

PLANT PHYSIOLOGY

V.V.Kazaryan, L.N.Hovhannisyan – The influence of darkness and light upon chlorofill and ATF of the leaves of trees bushes and grass 283

V.A.Davtyan – On qualitative difference of xylem sap and of its influence on photosynthesis of various age trees of Fagus orientalis Lipsky 288

PHYSIOLOGY

E.A.Hovhannisian, A.B.Melik-Moussian – The influence of the neurotoxical destruction of the inferior olive on the motor learning in the rat 85

V.V.Fanardjian, E.V.Papoyan, O.V.Gevorkyan, V.I.Pogossian – On mechanism of switching on descending supraspinal influences 90

K.V.Kazarian, V.Ts.Vantsian, S.V.Fanardjian. A.S.Tirayan, R.R.Hakobian – The effect of dimedrole upon the histamine receptor of the cat ureter 293

H.H.Mkrtchian, A.R.Sargsyan, C.Papatheodoropoulos, G.Kostopoulos – Investigation of age-related changes of synaptic transmission by means of computer simulation 382

K.V.Kazarian, V.Ts.Vantsian, A.S.Tirayan, R.R.Hakobian – The role of the Na^{+}–Ca^{2+} – exchange mechanism in the histamine regulation of the ureter spontaneous activity 387

I.G.Sarkisian – The electrophysiological analysis of the evoked responses in the somatosensory cortexsafter the destruction of the Locus coeruleus 392