

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ

ДОКЛАДЫ

Том 96 №1

1996

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Գ. Ա. ԱՐՋՈՒՄՅԱՆՅԱՆ, տեխ. գիտ. թեկ-
նածու (պատ. քարտուղար), է. Գ. ԱՅՐԻԿ-
ՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Գ. Ե.
ԲԱԴԴԱՍԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադե-
միկոս, է. Ս. ԿԱՐՐԻՆՅԱՆ, Հայաստանի
ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Վ. ԴՈՎԼԱՏՅԱՆ, Հա-
յաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմ-
բագրի տեղակալ), Ա. Ա. ԹԱԹԱԼՅԱՆ, Հա-
յաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՀԱՄ-
ԲԱՐՋՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱ-
ԶԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս,
Կ. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ
ակադեմիկոս, ՅՈՒ. Հ. ՇՈՒԹՈՒՐՅԱՆ, Հա-
յաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Ֆ. Տ. ՍԱՐ-
ԳՇՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս,
Դ. Մ. ՍԵՂՈՒՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ա-
կադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Վ. Բ. ՅԱ-
ՆԱՐԱՋՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Г. А.
АРЗУМАНИЯН, канд. техн. наук (отв.
секретарь), Э. Г. АФРИКЯН, академик
НАН Армении, Г. Е. БАГДАСАРЯН, ака-
демик НАН Армении, Э. С. ГАБРИЭЛЯН,
академик НАН Армении, В. В. ДОВЛАТ-
ЯН, академик НАН Армении (зам. отв.
редактора), В. О. КАЗАРЯН, академик
НАН Армении, К. Г. КАРАГЕЗЯН, ака-
демик НАН Армении, Ф. Т. САРКИСЯН,
академик НАН Армении, Д. М. СЕД-
РАКЯН, академик НАН Армении (отв.
редактор), А. А. ТАЛАЛЯН, академик
НАН Армении, Ю. Г. ШУКУРЯН, акаде-
мик НАН Армении, В. В. ФАНАРДЖЯН,
академик НАН Армении.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

ЕРЕВАН

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Ա. Ի. Ղազարյան, Ի. Ի. Խաչատրյան—Ամրող առանցքի վրա հանրագումարելի գործա-
կիցներով կամայական կարգի դիֆերենցիալ օպերատորի ցրման մատրիցի կա-
ռուցվածքի մասին 3
- Ո. Խ. Իսախանյան—Ուղղորդված գրաֆների ճանապարհների որոշ հատկությունների մասին 8

ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Հ. Հ. Համբարձումյան—Ինտերվալների տեղադրությանը վերաբերող երկու խնդիրների
ալգորիթմական բարդության վերաբերյալ 17

ԱՌԱՆՁԻԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

- Բ. Լ. Աբրահամյան, Ա. Վ. Սահակյան, Ա. Վ. Իսախանյան—Կշռելի ֆունկցիաների վրա
ներանից վերջավոր հեռավորության վրա կիրառված ուղղահայաց կենտրոնական ուժի
ազդեցության մասին 16

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

- Լ. Ի. Պետրոսյան—Ասիմետրիկ հեղուկների յուղման շերտի քվադրատացիոնար հոսքի
հավասարումները 21

ՀԻՄՆՈՄԵԽԱՆԻԿԱ

- Վ. Գ. Սանոյան Հ. Վ. Թոմաշյան, Ի. Ի. Քրիստոստոյան—Պատվարի փուլման
հետևանքով առաջացող հեղեղային հոսանքի շարժման մաթեմատիկական
մոդելավորումը 27

ԱՎՏՈՄԱՏԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԿԱՌԱՎԱՐՄԱՆ ՍԻՍՏԵՄ

- Ի. Խ. ՍԱՐԴՍՅԱՆ—Համաձայնեցվածության շառնիչներ և սուրյակտիվ մոդելների
ճշտման բնթացակարգեր 32

ՖԻԶԻԿԱ

- Ա. Մ. Սեդրակյան, Ի. Ի. Բաղդասարյան—Բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների
սինթեզը փոփոխական մեխանիկական լարման ազդեցությամբ 37
- Ա. Ժ. Սուրադյան, Ա. Մ. Վալբախյան—Ծրկմակարդականի ատոմի Բյոխյան վիճակները
ինտենսիվ հանդիպակաց ալիքների րվանտացված դաշտում 41

ԱՍՏՂԱՏԻՋԻԿԱ

- Ա. Գ. Սեդրակյան, Ի. Մ. Սեդրակյան—Բարախիչների պատման էվոլյուցիան 45

ԷԼԵԿՏՐՈՏԵԽՆԻԿԱ

- Բ. Մ. Մամիկոնյան, Ա. Ա. Գեորգյան—ՄԼՃ հոսանքների անկոնտակտ չափման մի
եղանակի մասին 50

ՀԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐ

- Յու. Ա. Իսախանյան, Ա. Ի. Սանուշարյան, Բ. Յու. Իսախանյան—Ռեզոնանսային կոնս-
տրուկցիաների ակուստիկական բնութագրերի որոշումը ցածր հաճախության տիրույթում 56

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԵՆՍԱՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Ա. Ո. Աղաբալյան, Ի. Ա. Ասաբաբյան, Ա. Պ. Մակարյան—Որգանիզմի ոչ սպեցիֆիկ
կայունության խթանումը ցածր մոլեկուլային էկզոգեն ԼՔ-ՌՆՔ-ի պրեպարատներով 62

ԿԵՆՎԱՆԱՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Ա. Ա. Ազիզյան, Ա. Ո. Հակոբյան—Հայաստանի պայմաններում խնձորենու պտղակերի
դեմ պայքարի գենետիկական մեթոդի օգտագործումը 65

ԲԺՇԿԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Կ. Ի. Մանյեկյան, Մ. Մ. Միրախյան, Ի. Ա. Կարապետյան, Ջ. Մ. Իսախանյան—Որոշ
ֆունկցիաների կոմպակտության քաղցկեղի մազանոթների ուլտրակառույցի վերաբերյալ 70
- Լ. Ա. Կծոյան, Կ. Ո. Ղիկեղյան, Է. Ս. Շիրինյան—1—Ադրենոտրոպ նյութերի ազդեցու-
թյունը մարդու արյան լիմֆոցիտների հ—վարդակազոյացման վրա 74

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Ք. Ի. Հաբոյիսյան, Ի. Ա. Հաբոյիսյան, Լ. Ա. Սահակովա, Ս. Շ. Մարտիրոսյան—
Նորադրեններգիկ կառուցվածքների դերը օրգանիզմի ջերմային համեմատադի
օքսիտոցինային կարգավորման մեջ 77

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

- А. Р. Казарян, И. Г. Хачатрян—О структуре матрицы рассеяния дифференциального оператора произвольного порядка с суммируемыми на всей оси коэффициентами 3
- С. Х. Дарбинян—О некоторых свойствах путей в направленных графах 8

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

- О. А. Амбарцумян—Об алгоритмической сложности двух задач, связанных с размещением интервалов 13

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

- Б. Л. Абрамян, А. В. Саакян, А. В. Гаспарян—О действии на весомый фундамент нормальной сосредоточенной силы, приложенной на конечном от него расстоянии 16

МЕХАНИКА

- Л. Г. Петросян—Уравнения квазистационарного течения смазочного слоя асимметричной жидкости 21

ГИДРОМЕХАНИКА

- В. Г. Саноян, О. В. Токмаджян, И. Г. Кристосдурян—Математическое моделирование движения потока, образованного вследствие разрушения плотины 27

АВТОМАТИЗАЦИЯ И СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

- Р. Е. Саркисян—Критерии согласованности и процедуры коррекции субъективных моделей 32

ФИЗИКА

- А. М. Седракян, Р. И. Багдасарян—Синтез высокотемпературных сверхпроводников при воздействии переменного механического напряжения 37
- А. Ж. Мурадян, А. М. Чалабян—Блоховские состояния двухуровневого атома в квантованном поле интенсивных встречных волн 41

АСТРОФИЗИКА

- А. Д. Седракян, Д. М. Седракян—Эволюция вращения пульсаров 45

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

- Б. М. Мамиконян, А. А. Геворкян—Об одном способе бесконтактного измерения больших токов 50

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

- Ю. А. Гаспарян, А. Г. Манучарян, Б. Ю. Гаспарян—Определение акустических характеристик резонансных конструкций в низкочастотном диапазоне 56

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

- А. С. Агабалян, Р. А. Захарян, А. П. Макарян, К. Г. Карагезян—Стимуляция неспецифической резистентности организма препаратами низкомолекулярных экзогенных РНК 62

ЗООЛОГИЯ

- А. А. Азизян, А. С. Акопян—Использование генетического метода борьбы с яблонной плодожоркой в условиях Армении 65

МЕДИЦИНА

- К. Р. Манвелян, М. М. Миракян, Р. А. Карапетян, Д. М. Даллакян—Некоторые данные об ультраструктуре микрососудов при раке молочных желез 70
- Л. А. Кцоян, К. О. Чилингарян, Э. А. Ширинян—Влияние β -адренотропных веществ на Е-розеткообразование лимфоцитов крови человека 74

ФИЗИОЛОГИЯ

- Ж. Р. Арутюнян, Р. А. Арутюнян, Л. А. Саакова, С. Ш. Мартirosян—Роль норадренергических структур в окситоциновой регуляции температурного гомеостаза организма 77

CONTENTS

MATHEMATICS

- A. R. Kazarian, I. G. Khachatryan—On the structure of the scattering matrix of differential operator of arbitrary order with summable on the line coefficients. 3
- S. Kh. Darbinian—About some paths properties in oriented graphs. 8

APPLIED MATHEMATICS

- H. H. Hambardzumian—On algorithmic complexity of two problems, concerning to interval allocation. 13

THEORY OF ELASTICITY

- B. L. Abrahamian, A. V. Sahakian, A. V. Gasparian—On action of normal concentrated force, applying at the finite distance from the weighty footing. 16

MECHANICS

- L. G. Petrosian—Equations of quasi-stationary flow of the lubrication film of asymmetrical fluid. 21

HIDROMECHANICS

- V. G. Sanoyan, H. V. Tokmajan, I. G. Kristosturian—Mathematical simulation of flow motion, generated by reason of dam destruction. 27

AUTOMOTIZATION AND CONTROL SYSTEMS

- K. Y. Sarkissian—The criteries of coordination and procedures of the correction of the subjective models. 32

PHYSICS

- A. M. Sedrakian, P. I. Bagdasarian—Synthesis of high temperature superconductors in the presens of elastic wave. 37
- A. Zh. Muradian, A. M. Chalabian—Bloch states of an atom in the intense field of quantized counterpropagating waves. 41

ASTROPHYSICS

- A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian—Evolution of the pulsars' rotation. 45

ELECTRICAL ENGINEERING

- B. M. Mamikonian, A. A. Gevorkian—About one of the methods of great currents contactless. 50

BULDING CONSTRUCTIONS

- Yu. A. Gasparian, A. G. Manucharian, B. Y. Gasparian—Determination acoustic characteristicity of resorant construction in low-frequency range. 56

MOLECULAR BIOLOGY

- A. S. Agabalian, R. A. Zakcharian, A. P. Makarian, K. G. Karagezian—Stimulation of nonspecific resistance organism of low-molecular weight enzogenic RNA. 62

ZOOLOGY

- A. A. Azizian, A. S. Akopian—The use of the genetic method of codling moth control in Armenia. 65

MEDICINE

- K. R. Manvelian, M. M. Mirakian, R. A. Karapetian, D. M. Dallakian—Some data about ultrastructure of microvessels at cancer mamma. 70
- L. A. Ktsoyan, K. O. Tchilingarian, E. A. Shirinian—The effect of β -adrenotrop agents on E-rosettefermatton by human blood limphocytes. 74

PHYSIOLOGY

- K. R. Harutunian, R. A. Harutunian, L. A. Sahakyan, S. Sh. Martirosian—The role of the adrenergic structures at the oxytocin regulation of the organisms temperature homeostasis. 77

МАТЕМАТИКА

УДК 517.984

А. Р. Казарян, И. Г. Хачатрян

О структуре матрицы рассеяния дифференциального оператора произвольного порядка с суммируемыми на всей оси коэффициентами

(Представлено академиком НАН Армении А. Б. Нерсисяном (IV 1994))

Пусть $m \geq 3$ — натуральное число, m_0 и m_1 — целые части чисел $\frac{m}{2}$ и $\frac{m-1}{2}$ соответственно, а $p_k(x)$, $x \in (-\infty, \infty)$, $k = 0, 1, \dots, m-2$, — суммируемые на всей вещественной оси комплекснозначные функции. Квазипроизводные $y^{[v]}(x)$, $v = 0, 1, \dots, m$, функции $y(x)$, соответствующие коэффициентам $p_k(x)$, определим по формулам $y^{[0]} = y^{(0)} = y$ и

$$y^{[v]} = \frac{1}{i^v} y^{(v)} = \frac{1}{i^v} \frac{d^v y}{dx^v}, \quad v = 1, 2, \dots, m_0,$$

$$y^{[m_0+1]} = p_{2m_0-1} y^{[m_0-1]} + p_{2m_0} y^{[m_0]} + \frac{1}{i} \frac{d}{dx} y^{[m_0]},$$

$$y^{[m-v]} = p_{2v-1} y^{[v-1]} + p_{2v} y^{[v]} + p_{2v+1} y^{[v+1]} + \frac{1}{i} \frac{d}{dx} y^{[m-1-v]},$$

$$v = 1, 2, \dots, m_1-1,$$

$$y^{[m]} = p_0 y^{[0]} + p_1 y^{[1]} + \frac{1}{i} \frac{d}{dx} y^{[m-1]},$$

где i — мнимая единица и $p_{m-1}(x) \equiv 0$. Будем считать, что для данной функции $y(x)$ квазипроизводная $y^{[m]}(x)$ существует, если все квазипроизводные $y^{[v]}(x)$, $v = 0, 1, \dots, m-1$, существуют и абсолютно непрерывны. Отметим, что если каждый коэффициент $p_k(x)$, $1 \leq k \leq m-2$, имеет абсолютно непрерывные производные до порядка $\left\lfloor \frac{k-1}{2} \right\rfloor$ включительно, то квазипроизводная $y^{[m]}(x)$ может быть записана в виде

$$y^{[m]} = \sum_{k=0}^{m_1-1} \frac{1}{i^{2k+1}} \{ [p_{2k+1} y^{(k)}]^{(k+1)} + [p_{2k+1} y^{(k+1)}]^{(k)} \} +$$

$$\sum_{k=0}^{m-1} \frac{1}{i^{2k}} [p_{2k} y^{(k)}]^{(k)} = \frac{1}{i^m} y^{(m)} + \sum_{k=0}^{m-2} \frac{1}{i^k} q_k y^{(k)},$$

где каждая функция $q_k(x)$, $0 \leq k \leq m-2$, является линейной комбинацией функций $p_s^{(s-k)}(x)$, $k \leq s \leq \min\{2k+1, m-2\}$. В дальнейшем гладкость коэффициентов $p_k(x)$ не предполагается.

Действующий в пространстве $L^2(-\infty, \infty)$ линейный дифференциальный оператор L порядка m с коэффициентами $p_k(x)$, $k=0, 1, \dots, m-2$, определим следующим образом. Обозначим через D множество всех тех функций $y \in L^2(-\infty, \infty)$, для каждой из которых квази-производная $y^{[m]}$, соответствующая коэффициентам $p_k(x)$, существует и $y^{[m]} \in L^2(-\infty, \infty)$. Ясно, что множество D является линейным многообразием пространства $L^2(-\infty, \infty)$. Для функций $y \in D$ положим $Ly = y^{[m]}$.

Обратная задача рассеяния для оператора L в различных постановках рассматривалась в [1—5]. Работы [1—3] посвящены случаю оператора порядка $m=3$, а [4, 5] — общему случаю. Вопрос состоит в том, чтобы ввести величины, называемые данными рассеяния оператора L и имеющие некоторую аналогию с известными данными рассеяния оператора Штурма—Лиувилля [6, 7], а затем исследовать разрешимость обратной задачи рассеяния для оператора L , т.е. задачи восстановления коэффициентов $p_k(x)$ оператора L по его данным рассеяния. П. Дейфт, К. Томей и Е. Трубовиц [2] некоторым образом ввели данные рассеяния оператора L порядка $m=3$ и при определенных ограничениях на эти данные доказали единственность решения обратной задачи рассеяния, а при более жестких ограничениях указали некоторый способ восстановления коэффициентов оператора L по данным рассеяния и, кроме того, полученные результаты применили к интегрированию нелинейного уравнения Буссинеска. П. Кодрн [2] для оператора L порядка $m=3$ ввел те же данные рассеяния, что и в работе [3], но исходя из несколько иных соображений, позволивших Р. Билсу [4] аналогично ввести данные рассеяния для оператора L произвольного порядка $m \geq 3$ и при некоторых ограничениях на них доказать единственность решения обратной задачи. Впрочем, совпадение введенных в [2] и [3] данных рассеяния следует из результатов настоящей статьи. В работе [5] для самосопряженного оператора L произвольного порядка $m \geq 3$ при некотором дополнительном условии на L указана другая постановка обратной задачи рассеяния. Рассмотренные в [5] данные рассеяния, в отличие от рассмотренных в [1—4], являются спектральными характеристиками оператора L и, кроме того, примененный подход позволяет поставить обратную задачу рассеяния также для действующего в пространстве $L^2(0, \infty)$ самосопряженного дифференциального оператора [8, 9]. Поставленные в [5, 8, 9] обратные задачи решаются сведением вопроса к решению линейного интегрального уравнения относительно ядра оператора преобразования, являющегося аналогом хорошо известных линейных интегральных уравнений, указан-

ных И. М. Гельфандом, Б. М. Левитаном и В. А. Марченко в случае операторов Штурма—Лиувилля.

Авторами настоящей статьи исследованы спектр и резольвента оператора L (вообще говоря, несамосопряженного), а также структура введенной в [4] матрицы рассеяния оператора L , найдена связь между этой матрицей и введенными в [5] данными рассеяния. Из-за ограниченности объема статьи здесь приводятся лишь результаты исследования структуры указанной матрицы рассеяния. Эти результаты, в частности, показывают, что в обратной задаче рассеяния, рассмотренной в [4], есть согласование между числами задаваемых и определяемых функций.

В работе [4] матрица рассеяния оператора L вводится следующим образом. Рассмотрим дифференциальное уравнение

$$y^{(2m)}(x) = \lambda^m y(x), \quad -\infty < x < +\infty, \quad (1)$$

где λ —комплексный параметр. С помощью лучей

$$l_\nu = \left\{ \lambda, \arg(i\lambda) = \frac{\pi\nu}{m} \right\}, \quad \nu = 0, 1, \dots, 2m-1, \quad (2)$$

разобьем всю комплексную λ -плоскость на $2m$ открытых секторов

$$\Omega_\nu = \left\{ \lambda, \frac{\pi\nu}{m} \leq \arg(i\lambda) \leq \frac{\pi(\nu+1)}{m} \right\}, \quad \nu = 0, 1, \dots, 2m-1.$$

Обозначим

$$l = \bigcup_{\nu=0}^{2m-1} l_\nu, \quad \Omega = \bigcup_{\nu=0}^{2m-1} \Omega_\nu,$$

$$\omega_k = \exp \left[\frac{2\pi k i}{m} \right], \quad k = 0, 1, \dots, m-1.$$

Для каждого значения $\lambda \in \Omega \setminus M'$, где M' —некоторое конечное или счетное ограниченное множество, не имеющее предельных точек в Ω , уравнение (1) имеет единственную фундаментальную систему решений $u_k(x, \lambda)$, $k = 0, 1, \dots, m-1$, таких, что функции $\exp(-i\omega_k x) u_k(x, \lambda)$ при $x \rightarrow +\infty$ стремятся к 1, а при $x \rightarrow -\infty$ имеют конечные пределы. Решения $u_k(x, \lambda)$ при фиксированном x как функция от λ голоморфны в открытом множестве $\Omega \setminus M'$, причем каждая точка из M' является полюсом для некоторой функции $u_k(x, \lambda)$. Для каждой функции $u_k(x, \lambda)$, рассмотренной в секторе Ω_ν , существуют граничные функции $u_k^+(x, \lambda)$, $\lambda \in l_\nu \setminus M$, и $u_k^-(x, \lambda)$, $\lambda \in l_{\nu+1} \setminus M$, (считается $l_{2m} = l_0$), где $M \subseteq l$ —некоторое ограниченное и замкнутое множество, содержащее нуль и все предельные точки множества M' , не зависящее от x и имеющее нулевую линейную меру Лебега. При этом множества M и M' инвариантны относительно умножения на числа ω_k , $k = 1, 2, \dots, m-1$.

Граничные значения $u_k^+(x, \lambda)$, $k = 0, 1, \dots, m-1$, при фиксирован-

ном $\lambda \in I \setminus M$ как функции от x образуют фундаментальную систему решений уравнения (1). Аналогично, $u_k^-(x, \lambda)$, $k=0, 1, \dots, m-1$, при фиксированном $\lambda \in I_{+1} \setminus M$ как функции от x также образуют фундаментальную систему решений уравнения (1). Поскольку каждый луч I_λ является общей границей двух соседних секторов Ω_λ и $\Omega_{\lambda-1}$ (считается $\Omega_{-1} = \Omega_{m-1}$), то для каждого $\lambda \in I \setminus M$ получаем две фундаментальные системы решений $u_k^+(x, \lambda)$ и $u_k^-(x, \lambda)$, $k=0, 1, \dots, m-1$, уравнения (1). Поэтому существует невырожденная матрица $S(\lambda) = \|S_{kj}(\lambda)\|_{k,j=0}^{m-1}$, преобразующая систему решений $u_k^+(x, \lambda)$ в систему решений $u_k^-(x, \lambda)$. Полученная матричная функция $S(\lambda)$, $\lambda \in I \setminus M$, непрерывна в своей области определения и называется матрицей рассеяния оператора L .

Сформулируем теорему, описывающую структуру матрицы рассеяния.

Т е о р е м а 1. Для матрицы рассеяния $S(\lambda) = \|S_{kj}(\lambda)\|_{k,j=0}^{m-1}$, $\lambda \in I \setminus M$, дифференциального оператора L порядка $m \geq 3$ справедливы следующие утверждения:

1) Для любого $\lambda \in I \setminus M$ и любого целого числа r ($0 \leq r \leq m-1$) выполняются равенства

$$S_{kj}(\lambda \omega_r) = S_{k'j'}(\lambda), \quad k, j = 0, 1, \dots, m-1, \quad (3)$$

где k' и j' определяются из равенств $\omega_{k'} = \omega_k \omega_r$ и $\omega_{j'} = \omega_j \omega_r$. Следовательно, матричная функция $S(\lambda)$ вполне определяется заданием ее значений лишь на произвольных двух лучах (2) номеров различной четности (в частности, на двух соседних лучах или, в случае нечетного m , на двух лучах, симметрично расположенных относительно вещественной оси).

2) Для каждого $\lambda \in I \setminus M$ выполняются равенства

$$S_{kj}(\lambda) = 0, \quad k \neq j, \quad \lambda \omega_k + \overline{\lambda \omega_j} \neq 0,$$

$$S_{kk}(\lambda) = 1, \quad \operatorname{Re}(\lambda \omega_k) \leq 0,$$

$$S_{kk}(\lambda) = 1 + S_{k1}(\lambda) S_{1k}(\lambda), \quad \operatorname{Re}(\lambda \omega_k) > 0, \quad \lambda \omega_k + \overline{\lambda \omega_j} = 0.$$

Следовательно, для каждого $\lambda \in I \setminus M$ матрица $S(\lambda)$ вполне определяется заданием ее элементов $S_{kj}(\lambda)$ лишь для тех k и j , что $k \neq j$ и $\lambda \omega_k + \overline{\lambda \omega_j} = 0$. Число этих элементов при нечетном m равно $m-1$, а при четном m на одном из произвольных двух соседних лучей (2) равно m , а на другом равно $m-2$.

Из сформулированной теоремы следует, что задание матричной функции $S(\lambda)$ равносильно заданию $2m-2$ комплексных функций на полупрямой или заданию $m-1$ комплексных функций на прямой, и, значит, в обратной задаче рассеяния есть согласование между числами задаваемых и определяемых функций. Коэффициенты $p_k(x)$, $k=0, 1, \dots, m-2$, самосопряженного дифференциального оператора L вещественны. Приведем соотношения между элементами матричной функции $S(\lambda)$, из которых следует, что в обратной задаче рассеяния указанное согласование сохраняется также в самосопряженном случае а

именно, задание матричной функции $S(\lambda)$ равносильно заданию $m-1$ комплексных функций на полупрямой или заданию $m-1$ вещественных функций на прямой.

Т е о р е м а 2. Элементы матричной функции рассеяния

$$S(\lambda)=[S_{kj}(\lambda)]_{k,j=0}^{m-1}, \lambda \in I \setminus M,$$

самосопряженного дифференциального оператора L порядка $m \geq 3$ удовлетворяют соотношениям

$$S_{m-j, m-k}(\bar{\lambda}) = \omega_j \overline{\omega_k S_{kj}(\lambda)}, \quad k \neq j, \quad \lambda \omega_k + \bar{\lambda} \omega_j = 0, \quad (4)$$

где считается, что $S_{m,r}(\bar{\lambda}) = S_{0,r}(\bar{\lambda})$ и $S_{r,m}(\bar{\lambda}) = S_{r,0}(\bar{\lambda})$, $r=1,2,\dots, m-1$, причем, когда порядок m четный, системы соотношений (4), соответствующие случаям $\operatorname{Re}(\lambda \omega_k) > 0$ и $\operatorname{Re}(\lambda \omega_k) < 0$, совпадают и, в силу равенств (3), могут быть записаны в виде

$$S_{k'j'}(\bar{\lambda}) = \omega_j \overline{\omega_k S_{kj}(\lambda)}, \quad \operatorname{Re}(\lambda \omega_k) > 0, \quad \lambda \omega_k + \bar{\lambda} \omega_j = 0, \quad (5)$$

где k' и j' определяются из равенств $\omega_{k'} = -\omega_k$ и $\omega_{j'} = -\omega_j$. Для каждого $\lambda \in I \setminus M$ при нечетном m число соотношений (4) равно $m-1$, а при четном $m=2m_0$ число соотношений (5) на одном из произвольных соседних лучей (2) равно m_0 , на другом равно m_0-1 .

Ереванский государственный университет

Ա. Ռ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ի. Գ. ԽԱԶԱՏՐՅԱՆ

Ամբողջ առանցքի վրա հանրագումարելի գործակիցներով կամայական կարգի դիֆերենցիալ օպերատորի ցրման մատրիցի կառուցվածքի մասին

Դիտարկվում է $L^2(-\infty, \infty)$ տարածությունում գործող $m \geq 3$ կարգի L դիֆերենցիալ օպերատորը, որի գործակիցները ամբողջ առանցքի վրա հանրագումարելի կոմպլեքս ֆունկցիաներ են: Հետազոտվում է L օպերատորի ցրման մատրիցի կառուցվածքը և մասնավորաբար ապացուցվում է, որ ցրման հակադարձ խնդրում կա համաձայնեցվածություն տրվող ֆունկցիաների և որոշվող ֆունկցիաների թվերի միջև, թե՛ ընդհանուր դեպքում, թե՛ ինքնահամալուծ օպերատորի դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. D. J. Kaup, Stud. Appl. Math., v. 62, № 3, p. 189—216 (1980).
2. P. Deift, C. Tomei, E. Trubowitz, Comm. Pure Appl. Math., v. 35, № 5, p. 567—628 (1982).
3. P. J. Caudrey, Physica, 6D, p. 51—66 (1982).
4. R. Beals, Amer. J. Math., v. 107, № 2, p. 281—366 (1985).
5. И. Г. Хачатрян, Изв. АН АрмССР, Математика, т. 18, № 5, с. 395—402 (1983).
6. В. А. Марченко. Операторы Штурма—Ливуилля и их приложения, Киев, Наукова думка, 1977.
7. Б. М. Левитан. Обратные задачи Штурма—Ливуилля, М. Наука, 1984.
8. И. Г. Хачатрян. Функц. анализ и его приложения, т. 17, № 1, с. 40—52 (1983).
9. И. Г. Хачатрян. Изв. АН АрмССР, Математика, т. 20, № 1, с. 41—52 (1985).

УДК 519.1

С. Х. Дарбинян

О некоторых свойствах путей в направленных графах

(Представлено академиком НАН Армении Ю. Г. Шукурьяном 25/VIII 1994)

Все понятия и обозначения, не определяемые здесь, можно найти в книге [1]. Следуя [2], скажем, что оргграф G удовлетворяет свойству (T) , если для любых вершин x, y и z существует путь из вершины x к вершине y , проходящий через вершину z .

В работе [2] доказано, что любой p -вершинный оргграф, с минимальными полустепенями не меньшими, чем $p/2$, удовлетворяет свойству (T) (кроме некоторых «простых» оргграфов). В настоящей работе доказывается, что любой p -вершинный ($p \geq 8$) направленный граф с минимальными полустепенями не меньшими, чем $(p-3)/2$, удовлетворяет свойству (T) .

Через $V(G)$ и $E(G)$ обозначим, соответственно, множество вершин и множество дуг оргграфа G . Пусть G — оргграф и $A, B \subseteq V(G)$ и $x \in V(G)$. Введем обозначения:

$$E(A \rightarrow B) = \{yz \in E(G) / y \in A, z \in B\},$$

$$E(A, B) = E(A \rightarrow B) \cup E(B \rightarrow A),$$

$$\text{od}^*(x) = |V(G)| - \text{od}(x) - 1, \quad \text{id}^*(x) = |V(G)| - \text{id}(x) - 1.$$

Запись $A \rightarrow B$ означает, что если $y \in A$ и $z \in B$, то $yz \in E(G)$. Если $H \subseteq V(G)$ и $A \rightarrow B, B \rightarrow H$, то напомним $A \rightarrow B \rightarrow H$. Если же $A = \{x\}$, то вместо $\{x\}$ будем писать x . Оргграф G называется m -связным, если для любых различных вершин x и y существуют не менее m путей из x в y , попарно не имеющих отличных от вершины x и y других общих вершин. Если $x, y, z \in V(G)$, то запись $x \overset{z}{\rightarrow} y$ означает путь из x в y , проходящий через вершину z .

Очевидно, имеет место следующая

Лемма 1. Пусть G есть p -вершинный ($p \geq 1$) направленный граф. Тогда G содержит вершины x и y (соответственно u и v) с $\text{od}(x) \leq (p-1)/2$ и $\text{od}^*(y) \geq (p-1)/2$ (соответственно $\text{id}(u) \leq (p-1)/2$ и $\text{id}^*(v) \geq (p-1)/2$).

С помощью леммы 1 нетрудно доказать следующую лемму.

Лемма 2. Пусть G есть p -вершинный ($p \geq 2$) направленный граф с минимальными полустепенями не меньшими, чем k . Тогда G является $m \geq (4k - p + 2)/3$ связным.

Теорема. Пусть G есть p -вершинный ($p \geq 8$) направленный граф с минимальными полустепенями не меньшими, чем $(p-3)/2$. Тогда G удовлетворяет свойству (Т).

Доказательство. Здесь будем доказывать теорему для $p \geq 10$.

Предположим, что утверждение теоремы не верно, т. е. существуют такие вершины x, y , и z , что любой путь из x в y не проходит через вершину z . Из леммы 2 и из $p \geq 10$ вытекает, что G является 3-связным. Легко заметить, что вершины x, y и z различные и в G любая вершина несмежна не более, чем 2 вершинам.

Обозначим через

$$C = O(x) \cap I(y), \quad A = O(x) - (C \cup \{y\}),$$

$$B = I(y) - (C \cup \{x\}), \quad F = O(z) - \{x\}, \quad H = I(z) - \{y\}.$$

Имеем, что

$$E(x \rightarrow B) = E(A \rightarrow y) = \emptyset. \quad (1)$$

Из 3-связности G следует, что $z \notin A \cup B \cup C$ и

$$E(A \rightarrow z) = E(z \rightarrow B) = E(z, C) = \emptyset. \quad (2)$$

Отсюда следует, что $|C| \leq 2$ и $A \neq \emptyset, B \neq \emptyset$. Из (2) имеем, что

$$F \cap (C \cup B \cup \{x, y\}) = H \cap (A \cup C \cup \{x, y\}) = \emptyset. \quad (3)$$

Для доказательства теоремы достаточно показать, что

$$E(A \rightarrow H) = E(F \rightarrow B) = \emptyset. \quad (4)$$

Действительно, так как $|H|, |F| \geq n-2$, где $p = 2n + i$ и $i = 0$ или $i = 1$, то из (4), из $E(A \rightarrow \{x, y, z\}) = E(\{x, y, z\} \rightarrow B) = \emptyset$ и из леммы 1 следует, что $|A| = |B| = 1$ и $a \rightarrow C \rightarrow b$, где $a \in A, b \in B$. Значит, $|C| \geq 2$. Поэтому из $E(z, C) = \emptyset$ имеем $|C| = 2$. Отсюда и из (2) получаем, что $a \in F$ и $b \in H$, т. е. $za, bz \in E(G)$. Следовательно $x \xrightarrow{z} y = xc_1 b z a c_2 y$, где $c_1, c_2 \in C$, а это противоречит нашему предположению.

Теперь покажем справедливость (4).

Доказательство (4). Предположим, что $E(A \rightarrow H) \neq \emptyset$. Пусть для определенности $ah \in E(G)$, где $a \in A$ и $h \in H$. Из (3) следует, что $az \notin E(G)$, т. е. $a \notin H$.

Случай 1. $h \in B \cup C$, т. е. $hy \notin E(G)$.

Если $E(F - \{a\} \rightarrow h) = \emptyset$, то легко заметить, что

$$E(F - \{a\} \rightarrow B \cup C \cup \{y, z, h\}) = \emptyset.$$

Отсюда и из леммы 1 вытекает, что $n \leq 4$, а это противоречит условию $n \geq 5$. Следовательно, $E(F - \{a\} \rightarrow h) \neq \emptyset$. Пусть для определенности $f_1 h \in E(G)$, где $f_1 \in F - \{a\}$.

Предположим, что существует такая вершина $b \in B$, что $ab \in E(G)$.

Тогда из

$$E(F - \{a\} \cup \{x, y, z, a\} \rightarrow b) = \emptyset$$

вытекает существование такой вершины $u \in \{x, y, z, a, b, h\} \cup F$, что $ub \in E(G)$ и

$$|B \cup C \cup \{u\}| \geq n - 1. \quad (5)$$

Имеем, что

$$E(F - \{a\} \rightarrow B \cup C \cup \{y, z, u\}) = \emptyset.$$

Отсюда и из (5) с помощью леммы 1 получим, что $n \leq 4$, а это невозможно.

Теперь предположим, что $a \rightarrow B$. Если $za \notin E(G)$, то из (3) имеем $E(z, a) = \emptyset$ и $|C| \leq 1$. Из $E(F \cup \{x, y, z\} \rightarrow B) = \emptyset$ и из $|F \cup \{x, y, z\}| \leq n + 1$ вытекает, что $|B| \leq 1$. Значит $|B \cup C| \leq 2$, а это противоречит условию $n \geq 5$. Следовательно, можем предполагать, что $za \in E(G)$. Тогда $xf_1 \in E(G)$ и $f_1 \in A \cup C - \{a\}$.

Нетрудно убедиться, что

$$E(A \cup C - \{a\} \rightarrow H \cup \{f_1\}) = \emptyset.$$

Отсюда и из

$$E(A \cup C - \{a\} \rightarrow \{x, z\}) = \emptyset,$$

$$|A \cup C - \{a\}| \geq n - 3, |H \cup \{x, z, f_1\}| \geq n + 1$$

следует, что $|A \cup C - \{a\}| \leq 1$, т.е. $n \leq 4$, а это противоречит условию $n \geq 5$.

Случай 2. $h \in B \cup C$, т.е. $hy \in E(G)$.

Тогда из (2) имеем, что $h \in B$. Очевидно, что

$$E(F - \{a\} \rightarrow C \cup B - \{h\}) = \emptyset. \quad (6)$$

Подслучай 2.1. $za \in E(G)$.

Тогда легко заметить, что $C \neq \emptyset$ и $F = F - \{a\}$. Отсюда вытекает существование такой вершины $h_1 \in H - \{h\}$, что

$$|B \cup C \cup \{h_1\}| \geq n - 1.$$

Предположим, что $E(F \rightarrow h_1) \neq \emptyset$. Пусть для определенности $f_1, h_1 \in E(G)$, где $f_1 \in F$. Очевидно, что $h_1 y \in E(G)$. Значит $h_1 \in B \cup C$. Легко убедиться, что

$$E(h_1 \rightarrow B \cup C - \{h\}) = \emptyset.$$

Отсюда и из (6) имеем

$$E(\{y, z, h_1\} \cup F \rightarrow B \cup C - \{h\}) = \emptyset.$$

Поэтому, так как $|F| \geq n - 2$, то $|B \cup C - \{h\}| \leq 1$, т.е. $n \leq 4$, что является противоречием.

Теперь предположим, что $E(F \rightarrow h_1) = \emptyset$. Имеем, что

$$E(F \rightarrow \{y, z, h_1\} \cup B \cup C - \{h\}) = \emptyset.$$

Так как $|F| \geq n - 2$ и

$$|\{y, z, h_1\} \cup B \cup C - \{h\}| \geq n,$$

то для некоторой вершины $f_1 \in F$ имеет место $f_1 h \in E(G)$. Поэтому

$$E(A \cup C \rightarrow h_1) = \emptyset.$$

В результате получили

$$E(F \cup \{x, z, a, c\} \rightarrow h_1) = \emptyset,$$

где $c \in C$, а это, так как $|\{x, z, a, c\} \cup F| \geq n + 2$, является противоречием.

Подслучай 2.2. $za \in E(G)$.

Нетрудно убедиться, что $C \neq \emptyset$.

2.2.1. $E(F - \{a\} \rightarrow H - \{h\}) \neq \emptyset$.

Пусть для определенности $f_1 h_1 \in E(G)$, где $f_1 \in F - \{a\}$ и $h_1 \in H - \{h\}$. Тогда очевидно, что $h_1 y \in E(G)$, т.е. $h_1 \in B \cup C$. Легко заметить, что $E(C, h_1) = \emptyset$. Отсюда и из $E(C, z) = \emptyset$ вытекает, что $cf_1 \in E(G)$ или

$f_1 c \in E(G)$. В результате получаем, что $x \rightarrow y = xcf_1 h_1 z a h_1 y$ или $x \rightarrow y = x a h_1 z f_1 c y$, а это противоречит нашему предположению.

2.2.2. $E(F - \{a\} \rightarrow H - \{h\}) = \emptyset$.

Предположим, что $E(a \rightarrow H - \{h\}) \neq \emptyset$. Пусть $ah_1 \in E(G)$, где $h_1 \in H - \{h\}$. Тогда, учитывая рассмотренный случай $h \in B$, можем предположить, что $h_1 y \in E(G)$. Нетрудно убедиться, что $E(C \rightarrow \{h, h_1\}) = \emptyset$. Следовательно,

$$E(F - \{a\} \cup \{x, y, z\} \cup C \rightarrow \{h, h_1\}) = \emptyset,$$

что является противоречием, так как

$$|F - \{a\} \cup \{x, y, z\} \cup C| \geq n + 1.$$

Теперь предположим, что $E(a \rightarrow H - \{h\}) = \emptyset$. Тогда

$$E(F - \{a\} \cup \{x, z, a\} \cup C \rightarrow h_1) = \emptyset,$$

и $hh_1, vh_1 \in E(G)$, где $v \in \{x, y, z, a\} \cup F \cup C$, $h_1 \in H - \{h\}$.

Нетрудно убедиться, что

$$E(C \rightarrow \{h_1, v\}) = E(F - \{a\} \rightarrow v) = \emptyset.$$

Отсюда и из

$$E(\{x, z, h_1\} \cup C \rightarrow v) = \emptyset$$

вытекает, что $\{y, a, h\} \rightarrow v$. Если $f_1 h \in E(G)$, где $f_1 \in F - \{a\}$, то $x \rightarrow y = x a v h_1 z f_1 h y$, что невозможно. Поэтому $E(F - \{a\} \rightarrow h) = \emptyset$ и

$$E(F - \{a\} \cup \{x, y, z, v, h_1\} \rightarrow h) = \emptyset,$$

а это является противоречием. Таким образом доказали, что $E(A \rightarrow H) = \emptyset$.

Если рассмотрим орграф $\bar{G}$, то аналогично $E(A \rightarrow H) = \emptyset$ получим $E(F \rightarrow B) = \emptyset$.

Итак, доказано соотношение (4), тем самым завершено доказательство теоремы.

Замечание. Пусть G есть 7-вершинный направленный граф с множеством вершин $V(G) = \{x_1, x_2, \dots, x_7\}$ и с множеством дуг $E(G) =$

$=\{x_1x_2, x_1x_4, x_2x_3, x_2x_5, x_3x_4, x_3x_6, x_4x_7, x_5x_2, x_5x_1, x_6x_3, x_6x_2, x_7x_2, x_7x_6\}$. Очевидно, что в G минимальные полустепени ≥ 2 и G не содержит $x_1 \xrightarrow{x_2} x_3$ путь.

Институт проблем информатики и автоматизации
НАН Армении

Ո. Խ. ԴԱՐԱՐՆՅԱՆ

Ուղղորդված գրաֆների ճանապարհների ուղղ ճատկությունների մասին

Ներկա աշխատանքում ապացուցված է հետևյալ պնդումը՝
Թեորեմ. Դիցուք G -ն կամայական p -գաղաթանի, $p \geq 8$. գրաֆ է. ուր յուրաքանչյուր կիսաաստիճանները փոքր չեն $(p-3)/2$ թվից: Այս ցանկացած x, y և z գաղաթների համար գոյություն ունի x -ից դուրս եկող և y -ը մտնող կողմնորոշված պարզ ճանապարհ, որը անցնում է z գաղաթով:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Դ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

1. Ф. Харари. Теория графов, М., Мир, 1973.
2. M. C. Heydemann, D. Sotteau, J. of Combinatorial Theory, S. B 38. p. 261—278 (1985).

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

УДК 519.682.1

О. А. Амбарцумян

Об алгоритмической сложности двух задач, связанных
с размещением интервалов

(Представлено академиком НАН Армении Ю. Г. Шукурьяном 25 VIII 1994)

В этой статье продолжим начатое в [1] исследование некоторых задач, связанных с канальной трассировкой. Напомним несколько определений.

Пусть дана прямоугольная сеть. Горизонтальные линии сети назовем магистралями. Интервалом назовем пару неотрицательных целых $[a, b]$, $a \leq b$, и b не превосходит длину канала. Размещением интервалов назовем присвоение интервалам номера магистрали, причем пересекающиеся интервалы должны попасть на различные магистрали. Интервалы $[a, b]$ и $[c, d]$ назовем пересекающимися, если $a \leq c \leq b$ или $c \leq a \leq d$. В статье [1] доказана NP полнота задачи размещения интервалов, где каждому интервалу соответствует числовой отрезок допустимых номеров магистралей. Очевидно, что если вместо отрезков интервалам соответствует произвольное конечное множество номеров допустимых магистралей, то задача останется NP полной. В этой работе на эти множества поставлены дополнительные ограничения — мощность этих множеств не должна превышать заданное число K .

Определение. K -размещением интервалов назовем следующую задачу. Пусть даны интервалы $I_1 \dots I_n$, каждому из них поставлено в соответствие K -элементное множество допустимых для размещения магистралей. Необходимо разместить интервалы на магистралях так, чтобы пересекающиеся интервалы оказались на различных магистралях.

В статье представлены два полиномиальных алгоритма для этой задачи — при $K=2$ и доказана NP полнота при $K=3$.

Представим полиномиальные алгоритмы для задачи при $K=2$.

Алгоритм а). Обозначим соответствующее i -му интервалу множество через $\{\alpha_i, \beta_i\}$.

Шаг 1. $j := 1$.

Шаг 2. Попробуем разместить интервал I_j на магистрали α_j или β_j . Если это возможно, перейти к шагу 8.

Шаг 3. Разместим интервал I_j на магистрали α_j . При этом он пересечется с множеством интервалов $C_1 = \{I_1^*, I_{n+1}^*\}$.

Шаг 4. $m := 1$, $R := \emptyset$.

Шаг 5. Если $R \cap C_m = \emptyset$, перейти к шагу 7

Шаг 6. Если I_j на магистрали β_j , то работа алгоритма завершается (размещение невозможно), иначе аннулируем все перемещения интервалов и разместим интервал I_j на магистрали β_j . Получим множество C_m пересекающихся с I_j интервалов и перейдем к шагу 4.

Шаг 7. $R := R \cup C_m$, $m := m + 1$, переместим интервалы из C_{m-1} на следующие для них допустимые магистрали. При этом они пересекутся с интервалами $C_m = \{I_1^*, \dots, I_n^*\}$. Если $C_m \neq \emptyset$, переходим к шагу 5.

Шаг 8. $j := j + 1$. Если $j \leq n$, переходим к шагу 2.

Шаг 9. Завершение работы алгоритма

Сложность алгоритма а)

$$C(A) \leq 2 + 3 \times 2 + \dots + 2(n-1) \leq n(n+1)$$

Алгоритм б)

Шаг 1. Если нет неразмещенных интервалов, завершаем работу алгоритма.

Шаг 2. Выберем произвольный, еще не размещенный интервал, и разместим его на магистрали α . При этом для некоторого класса интервалов однозначно определяется номер магистрали или возникает противоречие. Если имеет место противоречие, то переместим выбранный интервал на β . Опять же для некоторого класса интервалов однозначно определится номер магистрали. Если снова имеет место противоречие, то размещение невозможно.

Шаг 3. Разместим класс интервалов, исключим их из рассмотрения и перейдем к шагу 1.

Легко убедиться, что сложности алгоритмов а) и б) почти одинаковы.

Очевидно, что если алгоритм б) находит размещение, то оно удовлетворяет условию задачи, так как в ходе алгоритма не делается ни одного недопустимого шага. Наоборот, если задача имеет решение, то алгоритм найдет ее, так как иначе мы будем иметь некоторый интервал I^* , который нельзя разместить ни на магистрали α^* , ни β^* .

Теорема. Задача 3-размещение интервалов NP полна.

Доказательство. Как уже отмечалось выше, в статье [1] доказана NP полнота задачи размещения интервалов при заданном для каждого интервала произвольном конечном множестве допустимых магистралей. Докажем теорему полиномиальным сведением этой задачи к задаче 3-размещение.

Пусть даны интервалы $I_1, \dots, I_n$. Каждому интервалу I_j поставлено в соответствие некоторое конечное множество $S_j = \{l_1, l_2, \dots, l_{s_j}\}$ натуральных чисел.

Добавим для каждого интервала I_j , $s_j - 2$ магистралей. Обозначим эти магистрали через $M_1^j, M_2^j, \dots, M_{s_j-2}^j$. Вместо каждого из интервалов I_j рассмотрим интервалы $I_{j,1} = I_{j,2} = \dots = I_{j,s_j-1} = I_j$ и поставим им в соответствие следующие числовые множества: $\{I_1, I_2, M_1^1\}, (M_1^1, M_2^1, I_2), \dots, (M_{s_j-2}^j, I_{s_j-1}, I_{s_j})$ соответственно. Рассмотрим задачу для полученных множеств. Если полученная задача имеет решение, то легко получить решение для общей задачи, так как для любого j какой-нибудь из интервалов $I_{j,k}$ попадет на магистраль I_j . Если таких интервалов окажется несколько, то оставим из них только один. Выкинем также все добавленные магистрали.

Легко убедиться, что истинно также обратное утверждение—если общая задача имеет решение, то имеет решение также полученная задача.

Как и в случае задачи K -выполнимость [2], в исследуемой нами задаче граница между полиномиальностью и NP полнотой приходит между значениями параметра K 2 и 3. Представленные в статье алгоритмы, вероятно, могут быть использованы при построении эвристических алгоритмов для решения общей задачи (для произвольного K). Эти задачи возникают при построении алгоритмов для автоматического проектирования печатных плат и микросхем [3].

Выражаю благодарность моему руководителю С. Е. Маркосяну за поддержку в ходе работы.

Ереванский государственный университет

2. 2. ՀԱՄԱՐՁՈՒՄՅԱՆ

Ինտերվալների տեղադրության վերաբերող երկու խնդիրների
ալգորիթմական բացատրյալ վերաբերյալ

Ինտերվալ կանվանենք ոչ բացասական թվերի $[a, b]$ զույգը ($a \leq b$):

Դիցուք տրված է ուղղանկյուն ցանց: Ցանցի հորիզոնական գծերը կանվանենք մագիստրալներ: Ինտերվալների K -տեղադրություն անվանենք հետևյալ խնդիրը:

Դիցուք տրված $I_1, \dots, I_n$ ինտերվալներից յուրաքանչյուրին համապատասխանեցված է թույլատրելի մագիստրալների K էլեմենտանոց բաղմունք: Ինտերվալները տեղադրել թույլատրելի մագիստրալների վրա այնպես, որպեսզի հատվող ինտերվալներին համապատասխանեն տարբեր մագիստրալներ:

Հոդվածում ներկայացված են այդ խնդրի լուծման համար երկու պոլինոմիալ ալգորիթմներ $K=2$ դեպքում և ապացուցված է NP լրիվությունը $K=3$ դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. С. Е. Маркосян, О. А. Амбарцумян. ДНАН Армении. т. 94, № 4, с. 231—236 (1993).
2. М. Гэри, Д. Джонсон. Вычислительные машины и труднорешаемые задачи. М., Мир, 1982.
3. A. S. LaPough, Algorithms for Integrated Circuit Layout. An Analytic Approach. Ph. D. Thesis, Laboratory for Computer Science, MIT (november, 1980).

УДК 539.3

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

Академик НАН Армении Б. Л. Абрамян, А. В. Саакян,
А. В. Гаспарян

О действии на весомый фундамент нормальной сосредоточенной
силы, приложенной на конечном от него расстоянии

(Представлено 15/VI 1994)

Решение задачи о действии на фундамент нормальной сосредоточенной силы, приложенной на конечном расстоянии от него на поверхности упругого однородного полупространства—основания фундамента, можно получить из результатов нашей работы [1], посвященной неосесимметричным колебаниям жесткого фундамента под действием гармонической нагрузки.

Осуществив в указанной работе предельный переход при $\omega \rightarrow 0$ и пользуясь оценками

$$L_1^{(2)}(\beta, 0) = \frac{\beta \mu_a b^2 \omega^2}{D(\beta, \omega)} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = 1 - \nu \quad (1)$$

$$L_2(\beta, 0) = \frac{\beta^2 (2\beta^2 - b^2 \omega^2 - 2\mu_a \mu_b)}{D(\beta, \omega)} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{1 - 2\nu}{2},$$

где использованы обозначения

$$\mu_a = \sqrt{\beta^2 - s^2 \omega^2}, \quad D(\beta, \omega) = 4\beta^2 \mu_a \mu_b - (2\beta^2 - \beta^2 \omega^2)^2, \quad \frac{a^2}{b^2} = \frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)} \quad (2)$$

из систем интегральных уравнений (4) и (7), приведенных в работе [1] для определения нулевых и первых гармоник дополнительных контактных напряжений, возникающих под фундаментом от действия сосредоточенной силы T , получим уравнения

$$\sigma_z^{(0)}(t, 0) = f_1^{(0)}(t, 0) + \int_0^R K_{12}^{(0)}(t, z, 0) \tau_{rz}^{(0)}(z, 0) dz; \quad (3)$$

$$\tau_{rz}^{(0)}(t, 0) = \int_0^R K_{r1}^{(0)}(t, z, 0) \sigma_z^{(0)}(z, 0) dz \quad (0 < t < R),$$

где

$$\begin{aligned}
 f_1^{(0)}(t,0) &= \frac{2T}{\pi^2 G \sqrt{R^2 - t^2}} \left(\frac{\sqrt{r_0^2 - R^2}}{r_0^2 - t^2} - \frac{1}{R} \arcsin \frac{R}{r_0} \right) \quad (R < r_0) \\
 K_{12}^{(0)}(t,z,0) &= \frac{1-2\nu}{\pi(1-\nu)R} \left| \sqrt{\frac{R^2 - z^2}{R^2 - t^2}} + \frac{R}{t} \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{x^2 dx}{\sqrt{(x^2 - t^2)(x^2 - z^2)}} \right| \\
 K_{21}^{(0)}(t,z,0) &= -\frac{1-2\nu}{\pi(1-\nu)} \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{dx}{\sqrt{(x^2 - t^2)(x^2 - z^2)}} \quad (0 < t, z < R)
 \end{aligned} \tag{4}$$

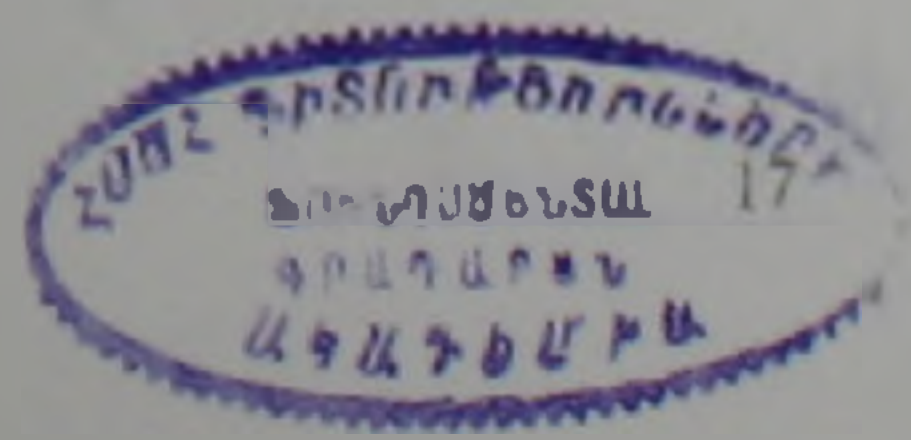
и

$$\begin{aligned}
 \psi_i^{(1)}(t,0) &= f_i^{(1)}(t,0) + \int_0^R K_{11}^{(1)}(t,z,0) \psi_1^{(0)}(z,0) dz + \int_0^R K_{12}^{(1)}(t,z,0) \psi_2^{(0)}(z,0) dz + \\
 &+ \int_0^R K_{13}^{(1)}(t,z,0) \psi_3^{(0)}(z,0) dz \quad (i=1,2,3; 0 < t < R) \\
 \psi_1^{(1)} &= \sigma_z^{(1)}, \quad \psi_2^{(1)} = \tau_{rz}^{(1)}, \quad \psi_3^{(1)} = \tau_{z\varphi}^{(1)},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\begin{aligned}
 f_1^{(1)}(t,0) &= \frac{4R}{\pi^2 G \sqrt{R^2 - t^2}} \left[\frac{3M}{2R^3} + \frac{T \sqrt{r_0^2 - R^2}}{r_0} \left(\frac{1}{r_0^2 - t^2} + \frac{3}{2R^2} \right) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{3Tr_0}{2R^3} \arcsin \frac{R}{r_0} \right] \\
 K_{11}^{(1)}(t,z,0) &= 0 \\
 K_{12}^{(1)}(t,z,0) &= \frac{(1-2\nu)t}{(1-\nu)\pi z} \left| \frac{(R^2 + 2z^2) \sqrt{R^2 - z^2}}{R^3 \sqrt{R^2 - t^2}} + \frac{1}{t} \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{x^2 dx}{\sqrt{(x^2 - t^2)(x^2 - z^2)}} \right| \\
 K_{13}^{(1)}(t,z,0) &= \frac{(1-2\nu)t}{(1-\nu)\pi z} \left| \frac{\sqrt{(R^2 - z^2)^3}}{R^3 \sqrt{R^2 - t^2}} + \frac{1}{t} \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \sqrt{\frac{x^2 - z^2}{x^2 - t^2}} dx \right| \\
 f_2^{(1)}(t,0) &= 0 \\
 K_{21}^{(1)}(t,z,0) &= \frac{2(1-2\nu)z^2}{\pi(2-\nu)t} \left| \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{\text{Arch} \left(\frac{x}{z} \right) dx}{x \sqrt{x^2 - t^2}} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{dx}{\sqrt{(x^2 - t^2)(x^2 - z^2)}} \right|
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 K_{22}^{(1)}(t,z,0) &= \frac{2(1-2\nu)z^2}{\pi(2-\nu)t} \left| \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{\text{Arch} \left(\frac{x}{z} \right) dx}{x \sqrt{x^2 - t^2}} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{d}{dt} \int_{\max(t,z)}^R \frac{dx}{\sqrt{(x^2 - t^2)(x^2 - z^2)}} \right|
 \end{aligned} \tag{7}$$



$$\begin{aligned}
K_{22}^{(1)}(t, z, 0) &= \begin{cases} \frac{8(1-2\nu)z^2}{3(2-\nu)\pi t^2} \left(\frac{1}{\sqrt{R^2-t^2}} + \frac{1}{t} \arccos \frac{t}{R} \right) & R > t > z \geq 0 \\ \frac{8(1-2\nu)z^2}{3(2-\nu)\pi} \left(\frac{\frac{t}{\sqrt{R^2-t^2}} - \arcsin \frac{t}{R}}{t^2} \right) + \frac{2}{3z} & R > z > t \geq 0 \end{cases} \\
K_{23}^{(1)}(t, z, 0) &= \begin{cases} \frac{8(1+\nu)z^2}{3(2-\nu)\pi t^2} \left(\frac{1}{\sqrt{R^2-t^2}} + \frac{1}{t} \arccos \frac{t}{R} \right) & R > t > z \geq 0 \\ \frac{8(1+\nu)z^2}{3(2-\nu)\pi} \left(\frac{\frac{t}{\sqrt{R^2-t^2}} - \arcsin \frac{t}{R}}{t^2} \right) + \frac{2}{3z} & R > z > t \geq 0 \end{cases} \\
f_3^{(1)}(t, 0) &= -\frac{8(1-2\nu)T}{\pi^2(2-\nu)Gr_0\sqrt{R^2-t^2}}; \\
K_{31}^{(1)}(t, z, 0) &= -\frac{2(1-2\nu)}{\pi(2-\nu)R} \left| \sqrt{\frac{R^2-z^2}{R^2-t^2}} + \frac{z^2 \operatorname{Arch}\left(\frac{R}{z}\right)}{R\sqrt{R^2-t^2}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{R}{t} \frac{d}{dt} \int_{\max(t, z)}^R \frac{x^2 dx}{\sqrt{(x^2-t^2)(x^2-z^2)}} \right|; \\
K_{32}^{(1)}(t, z, 0) &= \frac{z}{\pi(2-\nu)^2 R \sqrt{R^2-t^2}} \left| \pi\nu(2+\nu) + \frac{16(1-2\nu)z}{3R} \right| + \begin{cases} 0 & t > z \geq 0 \\ \frac{2\nu}{(2-\nu)z} & z > t \geq 0 \end{cases} \\
K_{33}^{(1)}(t, z, 0) &= \frac{z}{\pi(2-\nu)^2 R \sqrt{R^2-t^2}} \left| \frac{16(1+\nu)z}{3R} - \pi\nu(2+\nu) \right| + \begin{cases} 0 & t > z \geq 0 \\ \frac{2\nu}{(2-\nu)z} & z > t \geq 0 \end{cases}
\end{aligned} \tag{8}$$

Из формул для определения амплитуд колебаний фундамента предельным переходом при $\omega \rightarrow 0$, для определения дополнительной осадки (ε_0) центральной точки круглого в плане фундамента, горизонтального сдвига (γ_0) фундамента и угла наклона (α_0), вызванных действием нормальной сосредоточенной силы T , получим, соответственно, следующие формулы:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_0 &= \frac{7(1-\nu)}{\pi GR} \arcsin \frac{R}{r_0} + \frac{1-2\nu}{2R} \int_0^R (R - \sqrt{R^2-t^2}) \varepsilon_{zz}^{(1)}(z, 0) dz \\
\gamma_0 &= \frac{T(1-2\nu)}{2\pi Gr_0} - \frac{1-2\nu}{4} \int_0^R \varepsilon_z^{(1)}(z, 0) \left| 1 - \sqrt{1 - \frac{z^2}{R^2}} - \frac{z^2}{R^2} \operatorname{Arch}\left(\frac{R}{z}\right) \right| dz -
\end{aligned} \tag{9}$$

$$- \frac{1}{(2-\nu)R} \int_0^R z \tau_{rz}^{(1)}(z,0) \left[\frac{\pi\nu(4-\nu)}{8} + \frac{2(1-2\nu)z}{3R} \right] dz + \quad (10)$$

$$+ \frac{1}{(2-\nu)R} \int_0^R z \tau_{z\varphi}^{(1)}(z,0) \left[\frac{\pi\nu(4-\nu)}{8} - \frac{2(1+\nu)z}{3R} \right] dz$$

$$z_0 = \frac{3(1-\nu)M}{2\pi GR^2} + \frac{3T(1-\nu)}{2\pi GR^2} \left(\sqrt{1 - \frac{R^2}{r_0^2}} - \frac{r_0}{R} \arcsin \frac{R}{r_0} \right) +$$

$$+ \frac{1-2\nu}{4R} \int_0^R \tau_{rz}^{(1)}(z,0) \left[\frac{\sqrt{R^2 - z^2} - R}{z} + \frac{2z\sqrt{R^2 - z^2}}{R^2} \right] dz + \quad (11)$$

$$+ \frac{1-2\nu}{4R} \int_0^R \tau_{z\varphi}^{(1)}(z,0) \left[\frac{\sqrt{(R^2 - z^2)^3}}{zR^2} - \frac{R}{z} \right] dz.$$

В формуле (11) первое слагаемое в правой части равенства соответствует дополнительному моменту M , который может быть обусловлен воздвигнутым на фундаменте сооружением.

В формуле (9) дополнительная осадка круглого фундамента представлена в виде, зависящем от величины сосредоточенной нагрузки, расстояния точки приложения этой силы от фундамента, модуля сдвига упругого основания, радиуса фундамента и коэффициента Пуассона материала упругого основания.

Численные результаты, полученные сотрудником Института механики НАН РА А. С. Акопяном, показывают, что для круглого фундамента, лежащего на поверхности упругого однородного полупространства, с учетом трения осадка меньше, если упругое основание мягкое, и больше, если упругое основание жесткое.

Аналогично по формуле (11) также можно выяснить характер связи геометрических и физических параметров фундамента и его упругого основания (с учетом их сцепления) с величиной углового наклона фундамента и с параметрами действующей на конечном расстоянии от фундамента дополнительной сосредоточенной силы.

Институт механики
НАН Армении

Հանրաստանի ԿԱԱ թղթակից անդամ Բ. Լ. ԱՐՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ա. Վ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Ա. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Կշռելի ֆունդամենտի վրա, նրանից վերջավոր հեռավորության վրա
կիրառված ուղղահայաց կենտրոնացած ուժի ազդեցության մասին

Հեղինակների [1] աշխատանքում առաձգականության տեսության դի-
նամիկ խնդրի համար ստացված արդյունքների հիման վրա, տատանումնե-

րի հաճախականության պարամետրի զրոյի ձգտեցնելու սահմանային ան-
ցումով ստացվել են իր առաձգական հիմքին ամրակցումով տեղադրված
կշռելի, կոշտ ֆունդամենտի, նրանից վերջավոր հեռավորության վրա կի-
րառված կենտրոնացած ուժի ազդեցության տակ ֆունդամենտի կենտրոնի
լրացուցիչ նստվածքի, հորիզոնական տեղափոխության և առաձգական հիմ-
քի մակերևույթի վրա նրա թեքման անկյան մեծությունների որոշման հա-
մար բանաձևեր:

Այդ բանաձևերում որոշվող մեծություններն արտահայտվել են կախված
ֆունդամենտի և նրա առաձգական հիմքի եղբայրափական և ֆիզիկական
պարամետրերից, կիրառված կենտրոնացած ուժի մեծությունից և նրա ֆուն-
դամենտից ունեցած հեռավորությունից:

ЛИТЕРАТУРА— ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Б. Л. Абрамян, А. В. Саакян, А. В. Гаспарян. ДИАП Армении, т. 95, № 4, с 224—
228 (1995).

МЕХАНИКА

УДК 532.516+621.89

Л. Г. Петросян

Уравнения квазистационарного течения смазочного
слоя асимметричной жидкости

(Представлено чл.-корр. НАН Армении Г. Е. Багдасаряном 14/III 1994)

Для несимметричной модели гидродинамической теории смазки исходными являются уравнения неразрывности, поступательного и вращательного движения частицы и притока тепла.

Общая система уравнений движения вязкой несжимаемой структурной жидкости с несимметричным тензором напряжений имеет вид [1, 2]

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{v} &= 0, \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + 2\nu_r \nabla \cdot (\nabla \vec{v})^d + \nu_r \nabla \times [2\vec{\omega} - \nabla \times \vec{v}] + \vec{f}, \\ I \frac{d\vec{\omega}}{dt} &= 2\nu_r (\nabla \times \vec{v} - 2\vec{\omega}) + c_0 \nabla (\nabla \cdot \vec{\omega}) + 2c_d \nabla \cdot (\nabla \vec{\omega})^d + 2c_g \nabla \cdot (\nabla \vec{\omega})^a + \vec{c}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ — массовая плотность, p — давление, I — скалярная константа с размерностью момента инерции единицы массы, $\vec{v}$ — вектор скорости точек, $\vec{\omega}$ — вектор, характеризующий среднюю угловую скорость вращения частиц, из которых состоит точка континуума, ν_r — кинематическая ньютоновская вязкость, ν_r — кинематическая вращательная вязкость, c_0 , c_d , c_g — коэффициенты моментной вязкости, $d(\dots)/dt$ — полная производная по времени, ∇ — пространственный градиент, $(\Delta \vec{v})^d$ и $(\nabla \vec{\omega})^d$ — симметричные части соответствующих диад, $(\nabla \vec{v})^a$ и $(\nabla \vec{\omega})^a$ — антисимметричные диады, $\vec{f}$ — вектор массовой силы, $\vec{c}$ — вектор массового момента.

Основным уравнением несимметричной гидродинамической теории смазки является модифицированное уравнение Рейнольдса [3], которое можно получить совместным решением системы уравнений движения (1).

Ниже приводится вывод уравнения квазистационарного течения несимметричного смазочного слоя.

Ограничимся анализом плоского течения жидкости. Массовые силы и моменты будем считать пренебрежимо малыми. Тогда вектор скорости, вектор угловых скоростей и давление будут иметь форму

$$\vec{v} = \vec{v}[u(x, y), v(x, y), 0], \quad (2)$$

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}[0, 0, \omega(x, y)], \quad p = p(x, y)$$

и уравнения неразрывности и движения (1) сведутся к следующему виду:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + (\nu + \nu_r) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + 2\nu_r \frac{\partial \omega}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + (\nu + \nu_r) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - 2\nu_r \frac{\partial \omega}{\partial x}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{2\nu_r}{I} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{4\nu_r}{I} \omega + \gamma \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right), \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{c_a + c_d}{J}.$$

Здесь u и v —проекции вектора скорости точки, соответственно, на оси x и y . ω —проекция вектора угловой скорости вращения частицы на ось z .

Представим систему (3)—(6) в безразмерном виде.

Введем безразмерные переменные с учетом того, что порядок координаты и скорости в направлении нормали к поверхности шипа мал по сравнению с порядком координат и скоростей в направлении x

$$x = R_0 x^*, \quad y = \delta y^*, \\ u = \Omega R_0 u^*, \quad v = \Omega R_0 v^*, \quad (7)$$

$$\delta = R - R_0, \quad \psi = \frac{\rho}{R_0}, \quad t = T t^*,$$

Здесь R_0 —характерный размер опоры (радиус шипа), $\delta = c$ —радиальный зазор опорного подшипника, ψ —относительный зазор, Ω —угловая скорость вращения шипа вокруг своей оси, T —период угловой скорости вращения.

Характерные числа Рейнольдса и Струхала, безразмерные давление и скорость вращения частиц введем следующим образом:

$$R = \frac{\Omega^2}{\nu + \nu_r}, \quad S = \frac{1}{\Omega T}, \quad p = \frac{R_0^2 \Omega (\nu + \nu_r)}{\delta^2} p^* = \frac{\Omega (\nu + \nu_r)}{\psi^2} p^*, \\ \omega = \frac{R_0 \Omega}{\delta} \omega^*. \quad (8)$$

Подставляя в уравнениях (3) — (6) обозначения переменных из (7) и (8), получим

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0, \quad (9)$$

$$RS \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + R \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) = - \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \left(\psi^2 \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + 2N^2 \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \psi^2 RS \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + \psi^2 R \left(u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = - \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \psi^2 \left(\psi^2 \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) - \\ - 2N^2 \psi^2 \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{RS}{E} \frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + \frac{1}{E} \left(u^* \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} \right) = 2N^2 \left(\psi^2 \frac{\partial v^*}{\partial x^*} - \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) - 4N^2 \omega^* + \\ + \frac{R}{R_c} \left(\psi^2 \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial y^{*2}} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь

$$R_c = \frac{\Omega \delta^4}{\gamma I} = \frac{\Omega \delta^4}{c_a + c_d}, \quad E = \frac{\delta^4}{I}, \quad N = \left(\frac{v_r}{v + v_r} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Ввиду малости $\psi^2 \ll 1^*$, безразмерные уравнения неразрывности (9), поступательных и вращательного движений (10) — (12) приобретут вид

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0,$$

$$RS \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + R \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) = - \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + 2N^2 \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*},$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial y^*} = 0,$$

$$\frac{RS}{E} \frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + \frac{1}{E} \left(u^* \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} \right) = - 2N^2 \left(2\omega^* + \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) + \frac{R}{R_c} \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial y^{*2}}. \quad (14)$$

Оценим безразмерные параметры системы (14). Для этого в качестве примера рассмотрим один из самых крупных быстро вращающихся подшипников — опорный подшипник турбогенератора мощностью 500 тыс. кВт, изготовленного заводом «Электротяжмаш». Диаметр шейки вала 500 мм, радиальный зазор 0,8 мм, угловая скорость

$\Omega = 314 \frac{1}{с}$, относительный зазор $\psi = 0,0032$, число Рейнольдса $\sim 0,1$.

Даже для таких опор скольжения можно пренебречь членами системы (14), содержащими R .

* Для современных двигателей внутреннего сгорания (ДВС) при ходовой посадке 2-го класса точности $\psi \approx 0,001/4$.

Относительно локальных членов инерции в уравнениях движения для большого числа подшипников прокатных машин, подшипников холодильных машин, двигателей внутреннего сгорания и т. д. произведение чисел Рейнольдса и Струхала представляет величину порядка 10^{-3} — 10^{-5} [5]. При рассмотрении течения смазки таких опор можно пренебречь локальными членами инерции в системе (14). Таким образом, движение смазки в этих опорах является *квазистационарным*. Нестационарность процесса смазки выражается через граничные условия или силовые воздействия, зависящие от времени.

В зависимости от соотношений между комплексами R , R_c , E возможны различные типы уравнений для смазочного слоя.

Анализ порядков величин в уравнениях (14) показывает: если R и R_c имеют одинаковые порядки при условии, что $E \gg R$, то дифференциальные уравнения (14) при сохранении слагаемых, имеющих наибольший порядок величины, в размерных переменных принимают следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = (v + v_r) \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2v_r \frac{\partial \omega}{\partial y}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (17)$$

$$(c_a^2 + c_d) \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} - 2v_r \left(2\omega + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = 0. \quad (18)$$

Полученные уравнения соответствуют случаю, когда инерциями поступательного и вращательного движений частиц можно пренебречь.

Уравнения (15)—(18) являются дифференциальными уравнениями несимметричного смазочного слоя. Эти уравнения смазочного слоя содержат члены, характеризующие несимметричность диады силовых и моментных напряжений.

Во всех случаях, когда вкладыш подшипника имеет фиксированное положение, граничные условия для составляющих скорости и угловой скорости вращения частиц имеют вид [3]

$$u = V, \quad v = 0, \quad \omega = 0 \quad \text{при } y = 0. \quad (19)$$

$$u = 0, \quad v = 0, \quad \omega = 0 \quad \text{при } y = h.$$

Здесь h —местная (переменная) толщина зазора между подшипником и шипом, U —линейная скорость на поверхности шипа.

Выражения для скорости u и угловой скорости вращения частиц ω получим из решения уравнений (16) и (18) при граничных условиях (19)

$$u = \frac{1}{\tau_1 R_0} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\frac{y^2}{2} - \frac{N^2 h}{k} \frac{chky - 1}{shkh} \right) + U + C \left\{ y - \frac{N^2}{k} \left[shky - \frac{(chky - 1)(chkh - 1)}{shkh} \right] \right\}, \quad (20)$$

$$w = \frac{1}{2\tau_1 R_0} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\frac{shky}{shkh} h - y \right) - \frac{1}{2} C \left(chky - \frac{chkh - 1}{shkh} shky - 1 \right).$$

Здесь φ — центральный угол, отсчитываемый в направлении вращения шипа,

$$k = \frac{N}{l}, \quad l = \left(\frac{c_a + c_d}{4\nu} \right)^{1/2}, \quad \eta = \rho\nu, \quad \eta_r = \rho\nu_r, \quad x = R_0\varphi,$$

а постоянная интегрирования C дается соотношением

$$C = \frac{1}{2} \left[\frac{h}{\tau_1 R} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + U \left\{ \frac{h}{2} - \frac{N^2}{k} \frac{chkh - 1}{shkh} \right\} \right].$$

Для определения давления p обратимся к уравнению неразрывности (15). Беря от обеих частей этого уравнения интеграл по y по толщине смазочной пленки с учетом (19) и подставляя значение u из (20) и интегрируя, получим

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} f(N, l, h) \right] = \frac{1}{2} UR_0 \frac{\partial h}{\partial \varphi},$$

где

$$f(N, l, h) = \frac{1}{12} + \frac{l^2}{h^2} - \frac{Nl}{2h} \operatorname{cth} \frac{kh}{2}. \quad (21)$$

Уравнение (20) — обычное уравнение Рейнольдса для давлений в модифицированной форме в случае несимметричной структурной жидкости.

Характерным отличием гидродинамической теории смазки структурных несимметричных жидкостей является присутствие масштабных параметров. Модели структурных материальных континуумов более полно отражают внутреннее строение реальных сред, чем модели классической механики сплошных сред.

Ереванский государственный университет

Լ. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ասիմետրիկ հեղուկների յոտման շերտի բվազիստացիոնար հոսքի հավասարումը

Բերված է լարումների ոչ սիմետրիկ տենզորով կառուցվածքային հեղուկի բվազիստացիոնար հոսքի հավասարումների արտածումը: Ստացված է ոչ սիմետրիկ կառուցվածքային հեղուկի դեպքում Լեյնոլդսի մոդիֆիկացված հավասարումը ճնշման համար:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԳՈՐԾԱՆԻՐ

1. Л. Г. Петросян. Некоторые вопросы механики жидкости с несимметричным тензором напряжений, Ереван, Изд-во ЕГУ, 1984.
2. Нгуен Ван Дьеп, А. Т. Листров. ИММ, т. 32, вып. 4, с. 748—753 (1968).
3. Л. Г. Петросян, Изв. АН АрмССР. Механика, т. 42, № 3, с. 54—64 (1989).
4. Двигатели внутреннего сгорания. Конструкция и расчет поршневых и комбинированных двигателей, т. 3. Под редакцией А. С. Орлина, Машиностроение, М., 1972.
5. И. Я. Токарь. Проектирование и расчет опор трения, Машиностроение, М., 1971.

ՀԻՊԵՐՈՄԵՆԻԱՆԻԱ

УДК 532.593

Վ. Գ. ՍԱՆՈՅԱՆ, Հ. Վ. ԹՈՔՄԱՋՅԱՆ, Ի. Գ. ՔՐԻՍՏՈՍՏՈՒՐՅԱՆ

Պատվարի փլուզման հետևանքով առաջացող հեղեղային հոսանքի
շարժման մաթեմատիկական մոդելավորումը

(ներկայացված է ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ Ռ. Հ. Մովսիսյանի կողմից 17.VI.1994)

Պատվարի փլուզում տեղի է ունենում տարբեր պատճառներով (շրամբարի ոչ ճիշտ շահագործում, պատվարի իրազործման հետ կապված նախագծային կամ շինարարական թերություններ, երկրաշարժ, դիվերսիա և այլն)։ Հայտնի է, որ պատվարի փլուզման պատճառով առաջացող հոսանքը բերում է աղետալի հետևանքների։ Ժողովրդական տնտեսությանը հասցված վնասների գնահատման և համապատասխան հակահեղեղային կառուցվածքների արդյունավետ կոնստրուկցիաների մշակման համար անհրաժեշտ է ունենալ այդ շարժմանը բնորոշ հիմնական պարամետրերի կանխագուշակման գիտականորեն հիմնավորված մեթոդ։

Հիդրավլիկական տեսակետից խնդիրը պատկանում է առավել բարդ և քիչ ուսումնասիրված հիմնահարցերի թվին, քանի որ տվյալ դեպքում հոսանքի շարժումը էապես ոչ ստացիոնար և անհավասարաչափ է։ Այդ է պատճառը, որ նշված շարժման կանխագուշակման համար գոյություն ունեցող ժամանակակից հաշվարկային մեթոդները կատարելագործված չեն, նրանք հիմնված են մի շարք պարզեցնող ընդունելությունների վրա, որոնք խիստ սահմանափակում են մեթոդների կիրառելիությունը գործնական խնդիրներ լուծելու համար։ Հատկապես դրանք կիրառելի չեն համեմատաբար բարձր պատվարների և մեծ թեքության հունների համար (մասնավորապես Հայաստանի տարածքի և նման լեռնային ռեգիոնների համար), քանի որ հաշվի չեն առնում պատվարի փլուզման և մեծ արագությունների շնորհիվ հունի լվացման պատճառով հոսանքի հագեցումը կոշտ զանգվածով, նշենք, որ այդ երևույթը էապես փոխում է հոսանքի շարժման օրինաչափությունները։ Ժամանակակից մեթոդներում հաշվի չի առնված նաև հունի դեֆորմացիան, որն անխուսափելիորեն տեղի է ունենում շնորհիվ երկկոմպոնենտ հեղուկի (ջուր և կոշտ զանգված) մեծ էներգիայի և նրա ըստ ժամանակի և երկարության փոփոխականության հետևանքով։ Ընդունված է, որ պատվարի փլուզումը կատարվում է ակնթարթորեն, սակայն այն կարող է տեղի ունենալ բավականին կարճ, բայց վերջավոր ժամանակամիջոցում։

Այս և այլ գործոնների (որոնք պարզ կդառնան ստորև) հաշվի առնումը չնայած բերում է խնդրի դրվածքի և նրա լուծման բարդացմանը, բայց այն ավելի լիարժեք է կատարում իրական երևույթի մաթեմատիկական մոդելավորումը, որի շնորհիվ մշակված հաշվարկային մեթոդի կիրառելիության սահմանները, անտարակույս, շատ ավելի ընդարձակվում են։

Վերը նշված գործոնները հաշվի առնելով խնդիրն ընդհանուր դրվածքով լուծելու համար օգտագործենք երկկոմպոնենտ հոսանքի շարժման հետևյալ հավասարումները միաշափ շարժման համար: Մեզ հաջողվեց այդ հավասարումները $\frac{\rho_s \rho_w s(1-s)/\omega}{\rho} \left(\frac{U}{R}\right)^2 \ll 1$ ճշտությամբ ներկայացնել հետևյալ կերպ [1, 2]՝

1. Իմպուլսի հավասարումը

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = g \left[i(x) - \frac{n^2 U^2}{R^{4/3}} \right], \quad (1)$$

$$i(x) = - \frac{\partial z}{\partial x}; \quad (2)$$

2. Անխզելիության հավասարումը

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (U\omega)}{\partial x} = 0; \quad (3)$$

3. Կոշտ մասնիկների զանգվածի պահպանման հավասարումը, կամ ինչպես այլ կերպ անվանում են, հունի դեֆորմացիայի հավասարումը

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{s_0 b} \frac{\partial (U\omega s)}{\partial x} = 0; \quad (4)$$

4. Հոսանքի տանողունակության (տանողունակությունն ասելով հասկացվում է կոշտ զանգվածի այն ամենամեծ քանակությունը, որը կարող է տեղափոխել տված պարամետրեր ունեցող հոսանքը) հավասարումը

$$s = \frac{132}{2650} \left| \frac{U}{\omega} \left(J + \frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} \right) \right| + \frac{0,56}{2650} \left| \frac{U}{n_c} \left(J + \frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} \right) \right|^2; \quad (5)$$

Այս հավասարումը հոսանքի ոչ ստացիոնար և անհավասարաչափ շարժման համար առաջին անգամ ստացվել է Զրային պրոբլեմների և հիդրոտեխնիկայի գիտահետազոտական ինստիտուտում:

5. Հոսանքի թույլատրելի արագության և հունը կազմող գրունտի մասնիկների միջին տրամագծի կապը, ելնելով հունի կայունության պայմանից՝

$$d = 0,0153 \frac{U^2}{R^{1/2}} \quad (6)$$

6. Հունի խորդուբորդության գործակցի և նրա գրունտի մասնիկների միջին տրամագծի կապը (Շտրիկլեր-Չանգի քանաձևը)՝

$$n = 0,05 d^{1/6} \quad (7)$$

Ներկայացված հավասարումներում և առնչություններում

$$U = \frac{\rho_s s U_s + \rho_w (1-s) U_w}{\rho}, \quad (8)$$

$$\rho = \rho_s s + \rho_w (1-s), \quad (9)$$

U -ն և ρ -ն համապատասխանաբար երկկոմպոնենտ հեղուկի միջին զանգվածային արագությունը և խտությունն են, որտեղ s -ը կոշտ մասնիկների

կոնցենտրացիան է. «S» ինդեքսով մեծությունները համապատասխանում են կոշտ մասնիկներին, իսկ «W» ինդեքսովը՝ հեղուկին, ω -ն և R-ը համապատասխանաբար հոսանքի կենդանի կտրվածքը և հիդրավիկական շառավիղն են, W-ն՝ կոշտ մասնիկների միջին հիդրավիկական խոշորությունը, Z-ը՝ հունի հատակի նիշը: Մնացած նշանակումները հանրաճանաչ են:

Պատվարի փլուզման հետևանքով առաջացող հեղեղային հոսանքի շարժումը կանխագուշակելու համար անհրաժեշտ է լուծել բերված հավասարումների համակարգը, որոնցից առաջին 4-ը մասնական ածանցյալներով ոչ գրծային դիֆերենցիալ հավասարումներ են: Նկատենք, որ ժամանակակից մեթոդները օգտագործում են բերված հավասարումներից միայն առաջին երկուսը, այն էլ մաքուր ջրի համար, այսինքն ընդունելով $S=0$:

Ինչ վերաբերվում է նախնական և եզրային պայմաններին, ապա դա հաշվի է առնվում 2 տարբերակով՝

1) Երբ պատվարի փլուզումը տեղի է ունենում ակնթարթորեն, այդ դեպքում ընդունվում է, որ $t=0$ պահին հայտնի է ջրի խորության փոփոխությունն րսաջրամբարի երկարության՝ $h(x)$, իսկ ներքին բյեֆում ընդունվում է, որ ջուր չկա՝ $h=0$:

2) Պատվարի փլուզումը կատարվում է աստիճանաբար: Այս դեպքում ընդունելով, որ պատվարի վրայով նրան ողողող ջրի շարժումը տեղի է ունենում լայն շեմքով ջրաթափի օրինաչափությամբ, հնարավոր է լինում կապ հաստատել տված նիշի վրա պատվարի մակերեսի լվացվող շերտի ΔZ հաստատության և Δt ժամանակի միջև, այսինքն ունենալ $x=0$, $z=z(t)$ ֆունկցիան, որն էլ կլինի խնդրի սահմանային պայմանը, իսկ նախնական պայմանը կլինի նույնը, ինչ որ 1) տարբերակում էր: Այս հոգվածում եզրային պայմանը դիտվում է առաջին տարբերակով. այսինքն ընդունվում է, որ պատվարի փլուզումը կատարվում է ակնթարթորեն:

Խնդրի լուծումն ընդհանուր դեպքում կատարվում է հետևյալ կերպ. օգտվելով այն հանգամանքից, որ առաջին երկու հավասարումներում S-ը բացահայտ ձևով չի մասնակցում, կարելի է այդ հավասարումներից բաղկացած համակարգը լուծել անկախ մյուսներից և որոշելով այդտեղից U-ն և ω -ն տեղադրել նրանց մեծությունները երրորդ հավասարման մեջ, որոշել Z-ը, իսկ վերջինիս միջոցով չորրորդ հավասարման միջոցով ստանալ S-ի արժեքը:

Խնդրի լուծումը կատարվում է թվային հղանակով, օգտվելով, այսպես կոչվող, խարակտերիստիկաների մեթոդից (3): Դրա համար հավասարումները բերվում են վերջավոր աճերի տեսքի և ելնելով լուծման կայունությունն ապահովելու պայմանից, որոշվում է Δx -ի և Δt -ի կապը (Δx -ին տալով արժեքներ որոշվում է Δt -ի մեծությունը): Լուծման կայունության համար էական նշանակություն ունի թե հոսանքի տված հատվածում և տված պահին հոսանքի արագությունը մեծ է, հավասար թե փոքր է այդ նույն կտրվածքում փոքր գրգռումների կամ ձայնի տարածման արագությունից: Այդ հանգամանքը հաշվի առնելու համար ելակետային հավասարումներից առաջին երկուսը պարզ ձևափոխումների միջոցով բերվում է այնպիսի տեսքի, որոնցում U -ի փոխարեն մասնակցում է $c=\sqrt{gH}$ ձայնի տարածման արագությունը հեղուկ միջավայրում: Կախված $U \gtrless c$ առաջարկվում են համապատասխան բանաձևեր վերջավոր աճերի տեսքով փնտրվող մեծությունները որոշելու համար (U , c , h , Z և այլն):

Բերված հավասարումների թվային լուծմամբ, կոնկրետ Լեզատ և Օզվարդ ջրամբարների օրինակի վրա բացահայտվում է, որ պատվարի փլուզման հետևանքով առաջացող հեղեղային հոսանքը, ոչ միայն ավերում է և ջրածածկ անում բնակավայրեր, ժողովրդական տնտեսության դանազան օբյեկտներ և հազարավոր հեկտարներով բերքատու հողատարածություններ և պտղատու այգիներ, այլև ծածկում է այդ տարածություններն ավազի, կավի և քարի շաղախված հաստ շերտով միանգամայն անօդաչործելի դարձնելով այն հետազայում: Այդ տարածությունները ծածկվում են ջրի հոսանքով բերված ոչ միայն փլուզված պատվարի գրունտներով, այլև գետի հունը կազմող գրունտների ողողման շնորհիվ առաջացած կոշտ զանգվածով:

Հավասարումների լուծումը բացահայտում է նախկինում անհայտ մի երևույթ, որը ներկայացնում է ոչ միայն գիտական հետաքրքրություն, այլև ունի նաև դժալի գործնական նշանակություն հեղեղային հոսանքի ճանապարհին գտնվող զանազան օբյեկտների (այդ թվում հակասելավային կառուցվածքների) վրա նրա հարվածային ուժի մեծությունը ճիշտ հաշվարկելու համար:

Բանն այն է, որ ըստ մասնագետների համընդհանուր կարծիքի, հեղեղային հոսանքում, որը շարժվում է ալիքի ձևով, կոշտ զանգվածը բաշխվում է հավասարաչափ (4): Սակայն, ինչպես ցույց տվեցին մեր հետազոտությունները, այդ բաշխումը խիստ անհավասարաչափ է՝ կոշտ զանգվածը թե կոնցենտրացիայի մեծությամբ և թե քարերի խոշորությամբ կենտրոնանում է ալիքի ճակատում և շեշտակի փոքրանում է նրանից հետո: Այնպես որ ալիքի ճակատը դառնում է մի կոշտ պատ և որևէ խոշնդոտի հանդիպելիս նրան հարվածում է ոչ թե որպես հեղուկ միջավայր, բաղկացած ջրի և կոշտ մասնիկների խառնուրդից, այլ որպես գրանիտե մի պատ, որի հարվածային ուժը բնականաբար շատ ավելի մեծ է, քան հեղուկ մարմնի հարվածային ուժը: Այս հանգամանքը թույլ տվեց պատասխանելու հակասելավային կառուցվածքների նախագծումն իրականացնող ինժեներներին հուզող այն հարցին, թե ինչու ժամանակակից մեթոդներով հաշվարկված և նախագծված սելավապաշտպան կառուցվածքները շատ հաճախ չեն դիմանում սելավի հարվածային ուժին և առաջին իսկ հարվածից դուրս են գալիս շարքից:

Այսպիսով, վերը նշված հավասարումների միջոցով հեղեղային երևույթների մաթեմատիկական մոդելավորումը թույլ է տալիս գիտականորեն հիմնավորված միջոցառումներ մշակել այդ երևույթները մասամբ կամ լրիվ վնասողերձելու համար:

**Ջրային պրոբլեմների և հիդրոտեխնիկայի
գիտահետազոտական ինստիտուտ**

В. Г. САНОЯН, О. В. ТОКМАДЖЯН, И. Г. КРИСТОСДУРЯН

Математическое моделирование движения потока, образованного вследствие разрушения плотины

В современных методах расчет основных характеристик паводкового потока, образованного при разрушении плотины, основывается на решении известных уравнений движения чистой жидкости в жестком

русле, что не отражает реального явления. В действительности имеет место движение двухкомпонентного наносонесущего потока в деформируемом русле.

Для правильного математического моделирования явления в статье рассматривается полная система, состоящая из: уравнения количества движения (1), уравнения неразрывности (2), уравнения сохранения массы твердой компоненты или, как иначе называют, уравнения деформации (4) и, наконец, уравнения транспортирующей способности для нестационарного и неравномерного потока (5).

Кроме того в статье использованы зависимость между средним диаметром грунта русла и допустимой скоростью, вытекающая из условия устойчивости русла (6), и связь между коэффициентом шероховатости русла и средним диаметром частиц в форме формулы Штриклера (7).

В приведенных уравнениях и зависимостях обозначения общепринятые.

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Методические рекомендации по гидравлическому расчету селетранспортирующих сооружений, Изд. АН АрмССР, 1983.
2. В. Г. Саноян. Теория транспортирующей способности потока и ее приложения к разработке новых конструкций гидротехнических сооружений и проблемам руслоформирования. Автореф. докт. дис., М., 1990.
3. Дж. Дж. Стокер. Волны на воде, математическая теория и приложения. Пер с англ., М., ИЛ, 1959.
4. Инструкция по проектированию и строительству противоселевых защитных сооружений, СН 518—79, М., Стройиздат, 1981.

АВТОМАТИЗАЦИЯ И СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

УДК 519.6

Р. Е. Саркисян

Критерии согласованности и процедуры коррекции
субъективных моделей

(Представлено чл.-корр. НАН Армении А. А. Терзяном 11/XI 1994)

1. *Введение.* Автоматизация решения прикладных многокритериальных задач предполагает сопряжение двух типов моделей: объективной модели предметной области и субъективной модели (модели предпочтений).

При построении интерактивных поисковых процедур адаптивного типа, основанных на методах производных по направлению [1], в качестве эффективного механизма сопряжения используются маргинальные соотношения, представленные в виде отношений производных критериальных функций по направлению.

Ценность этого подхода заключается в том, что в сочетании с процедурой получения неформальной информации о предпочтениях, предложенной Майер-Ротом и Стенкардом [2] (см. также [3]), он позволяет непосредственно проверить ее непротиворечивость, а в случае наличия противоречивости, разработать конструктивные алгоритмы и процедуры коррекции в режиме диалога.

Работа посвящена разработке критериев согласованности и процедур коррекции, основанных на теории несобственных задач математического программирования [4].

2. *Постановка задачи и необходимые обозначения.* В работе используются обозначения, принятые в [1]. Пусть $f_i: E^n \rightarrow E^1$, $i=1, \dots, m$ — критериальные функции, $f=(f_1, \dots, f_m)^T$, $u: E^m \rightarrow E^1$ — функция полезности, которая, однако, в явном виде не задана, $\mu_{ij}=(\partial u / \partial f_i) / (\partial u / \partial f_j)$ — маргинальные отношения замещения между критериями f_i и f_j , $i, j=1, \dots, m$, $i \neq j$, в произвольной точке f^* , $k=0, 1, \dots$, а функции $f_i(x)$ определены на непустом множестве решений $D_k \subset E^n$. Если через f_{i_k} обозначить опорный критерий (например, наиболее предпочтительный критерий в состоянии f^*), а приращения Δf_{i_k} , Δf_{j_1} и Δf_{j_2} , $0 \leq \Delta f_{j_1} < \Delta f_{j_2}$ выбраны такими, что, по мнению лица, принимающего решения (ЛПР), имеет место соотношение

$$(f_1^k, \dots, f_i^k + \Delta f_{i2}, \dots, f_m^k)^T R(f_1^k, \dots, f_{j_k}^k + \Delta f_{jk}, \dots, f_m^k)^T R \\ (f_j^k, \dots, f_i^k + \Delta f_{i1}, \dots, f_m^k)^T, \quad (1)$$

где R — отношение предпочтения, то для величин μ_{ijk} получаем двустороннюю оценку (интервальное оценивание)

$$A_i = \Delta f_{jk} / \Delta f_{i2} \leq \mu_{ijk} \leq B_i = \Delta f_{jk} / \Delta f_{i1}, \quad (2) \\ i = 1, \dots, m; i \neq j_k.$$

С другой стороны, как доказано в [5], для непрерывно дифференцируемых функций f_i , $i = 1, \dots, m$, величины μ_{ijk} выражаются в виде

$$\mu_{ijk} = S^i{}^T e / S^{j_k}{}^T e, \quad i = 1, \dots, m; i \neq j_k. \quad (3)$$

где $S^i = \nabla_x f_i(x^k)$ — градиент функции $f_i(x)$ в точке x^k , $e = \nabla_x u / \|\nabla_x u\|$ — направление градиента функции полезности.

Множество $E_0 = \{e \in E^n / S^i{}^T e / S^{j_k}{}^T e \in [A_i, B_i], i = 1, \dots, m; i \neq j_k\}$ будем называть конусом предпочтений. Условие $E_0 \neq \emptyset$, очевидно, служит геометрическим критерием согласованности оценок Δf_{jk} , Δf_{i1} и Δf_{i2} , $i = 1, \dots, m$, $i \neq j_k$. Если $E_0 = \emptyset$, необходимо путем диалога с ЛПР уточнить предпочтения относительно величин Δf_{jk} , Δf_{i1} и Δf_{i2} . Условие (3) и процедура интервального оценивания (1) — (2) позволяют свести согласованность и коррекцию к несобственным задачам математического программирования [4].

3. Процедура d -коррекции. Аналитический эквивалент условия: $E_0 \neq \emptyset$ может быть построен, исходя из следующих соображений. Введем в рассмотрение вектор $l(e)$ размерности $2m + 1$, первые m координат которого равны $l_i(e) = (A_i S^{j_k} - S^i) {}^T e$, $i = 1, \dots, m$, а последние m координат — $l_{m+i}(e) = (S^i - B_i \cdot S^{j_k}) {}^T e$, $i = 1, \dots, m$. Тогда условие $E_0 \neq \emptyset$ будет эквивалентно условию совместности системы неравенств

$$l_i(e) \leq 0, \quad i = 1, \dots, 2m. \quad (4) \\ e \in E^n, \|e\| = 1$$

Рассмотрим функцию $d: E^{2m} \rightarrow E_1$, определенную на E^{2m} , которая удовлетворяет условию выпуклости и, кроме того, $d(0) = 0$, $d(z) \geq 0$, $z \geq 0$, $z \neq 0$. Сформулируем задачу:

$$d_0 = \inf d[l_1^+(e), \dots, l_{2m}^+(e)], \quad (5) \\ \|e\| = 1$$

где знак $+$ над координатами вектора $l(e)$ означает замену его отрицательных координат нулями. По существу это действие эквивалентно проектированию вектора $l(e)$ на неотрицательный ортант евклидова пространства E^{2m} . Если нижняя грань в (5) достижима, то система (4) будет совместна тогда и только тогда, когда $d_0 = 0$. Заметим, что достижимость нижней грани в случае (5) гарантирована.

так как функции $l_i(e)$, $i=1, \dots, 2m$, линейны (относительно e) множество значений e ограничено, а $d(z)$ является отображением в вещественнозначном пространстве E^{2m} .

Пусть для некоторого $\bar{e}$, $\|\bar{e}\|=1$, имеет место условие $d_0 = d(l_1^+(\bar{e}), \dots, l_{2m}^+(\bar{e})) > 0$. Тогда корректирующая (4) система будет иметь вид

$$\begin{aligned} l_i(e) - l_i(\bar{e}) &\leq 0 \\ i &= 1, \dots, 2m \end{aligned} \quad (6)$$

4. Процедура z -коррекции. Для того чтобы коррекцию непосредственно интерпретировать в терминах Δf_{11} и Δf_{12} , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$, рассмотрим матрицу Q размерности $(2m \times n)$, первыми m строками которой являются векторы $A_i S^{j_k} - S^i$, $i=1, \dots, m$, а последующими m строками векторы $S^i - B_i S^{j_k}$, $i=1, \dots, m$, и представим систему (4) в эквивалентной форме

$$Qe \leq 0. \quad (7)$$

Пусть, далее, $M = \{e \in E^n, Qe \leq 0, \|e\|=1\}$. Очевидно, что совместность (4) или (7) равносильна выполнению условия $M \neq \emptyset$. Обозначим также $M(H) = \{e \in E^n, Qe + He \leq 0, \|e\|=1\}$, $K(H) = \{H | M(H) \neq \emptyset\}$ и сформулируем оптимизационную задачу

$$\begin{aligned} \|H^2\| &\rightarrow \inf, \\ H &\in K(H) \end{aligned} \quad (8)$$

где $\|H\|^2$ — квадрат матричной нормы, который вычисляется по формуле $\|H\|^2 = \sum_{i=1}^{2m} \sum_{j=1}^n h_{ij}^2$, h_{ij} — элементы матрицы H , связанные с приращениями ΔA_i и ΔB_i соотношениями $h_{ij} = \Delta A_i \cdot S^{j_k}$, $h_{m+i,j} = -\Delta B_i S^{j_k}$, $i=1, \dots, m$. Тогда, обозначая $z_i = \Delta A_i$, $z_{m+i} = -\Delta B_i$, $i=1, \dots, m$, и $z = (z_1, \dots, z_{2m})^T$ и учитывая (9), для $\|H\|^2$ получаем выражение $\|H\|^2 = \|S^{j_k}\|^2 \left(\sum_{i=1}^m \Delta A_i^2 + \sum_{i=1}^m \Delta B_i^2 \right) = \|S^{j_k}\|^2 \|z\|^2 = \|S^{j_k}\|^2 z^T z$. Задача (8) при этом преобразуется в виде

$$\begin{aligned} z^T z &\rightarrow \inf, \\ Qe + z S^{j_k T} e &\leq 0 \\ e^T e &= 1 \end{aligned} \quad (9)$$

Так как целевая функция в (9) выпукла, а область допустимых решений не пуста и ограничена, нижняя грань в ней достижима. Пусть она равна γ_0 . Соответствующее решение обозначим двойкой $(z^*, \bar{e})$. Величина γ_0 равна нулю тогда и только тогда, когда системы (7) совместны. Если же $\gamma_0 > 0$, тогда $Q\bar{e} + z^* S^{j_k T} \bar{e} \leq 0$, $\bar{e}^T \bar{e} = 1$, и координаты z_i^* , $i=1, \dots, 2m$, представляют те наименьшие приращения ΔA_i и ΔB_i , $i=1, \dots, m$, при которых система (7) совместна. Этим изменениям соответствуют совместные оценки $\bar{r}_{ij_k} = S^{i T} \bar{e}_i S^{j_k T} \bar{e}$, $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$.

Знаки z_i^* указывают на характер деформации конусов $E_{0i} = \{e \in E^n / S^{i*} e / S^{i*} T e \in [A_i, B_i], \forall i\}$, и конуса предпочтений $E_0 = \bigcap_{i=1}^m E_{0i} \neq \emptyset$.

Если в результате неформального анализа скорректированные интервалы $[A_i, B_i]$ и им соответствующие оценки μ_{i/j_k} , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$, оказываются нереалистическими, необходимо вернуться к начальным этапам процедуры и повторить вычисления для уточненных значений оценок Δf_{j_k} , Δf_{j_1} и Δf_{j_2} , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$.

Соответствующая интерактивная процедура состоит из следующих шагов:

шаг 1) в состоянии j^* выбрать опорный критерий f_{j^*} и установить начальные приближения Δf_{j_k} , Δf_{j_1} , Δf_{j_2} , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$:

шаг 2) обозначить $(\gamma_0, z^*, \bar{e})$ — решение задачи (9). Если $\gamma_0 = 0$, остановиться, исходная система (7) совместна. В противном случае перейти к шагу 3;

шаг 3) путем неформального анализа исследовать компоненты вектора z^* и соответствующие отношения замещения μ_{i/j_k} , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$. Если они приемлемы, остановиться, координаты z^* представляют наименьшую коррекцию для величин A_i и B_i , $i=1, \dots, m$, $i \neq j_k$. В противном случае уточнить оценки Δf_{j_k} , Δf_{j_1} и Δf_{j_2} , $i=1, \dots, m$, и перейти к шагу 2.

5. *Альтернативные процедуры коррекции.* Альтернативные интерактивные корректирующие процедуры можно построить, исходя из многопараметрического подхода к аппроксимации канонизированной с помощью искусственных переменных y_i , $i=1, \dots, 2m$, $y_i \geq 0$, системы $Qe + y = 0$. Согласно этому подходу (несовместной) канонизированной системе $Qe + y = 0$ можно поставить в соответствие множества $M(H, y') = \{e \in E^n / (Q + H)e + y + y' = 0\}$, $k = \{(H, y') / M \neq \emptyset\}$ и оптимизационную задачу

$$\|H\|^2 + \|y'\|^2 \rightarrow \inf, \quad (H, y') \in k \quad (10)$$

Следует также заметить, что аппроксимацию задачи (10) можно параметризовать и минимизацию осуществить с помощью единственного параметра $t \geq 0$, удовлетворяющего матричному уравнению $(Q + tH)e + y + ty' = 0$ для любых фиксированных H и y' .

Соответствующая модифицированная задача будет иметь вид

$$t \rightarrow \min, \quad (Q + tH)e + y + ty' = 0, \quad t \geq 0 \quad (11)$$

6. *Заключение.* Эффективность человеко-машинных методов решения прикладных многокритериальных задач зависит от непротиворечивости неформальной информации и ее согласованности с особен-

ностями и ограничениями объективной модели соответствующих предметных областей. Для этой цели разработаны геометрические и аналитические критерии непротиворечивости неформальной информации и интерактивные процедуры ее коррекции в рамках теории несобственных задач математического программирования. Критерии согласованности и процедуры коррекции положены в основу сопряжения неформальных моделей о предпочтениях и объективных моделей исследуемых и оптимизируемых проблем.

Государственный инженерный
университет Армении

Լ. Ն. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Համաձայնեցվածության չափանիշներ և սուբյեկտիվ մոդելների նշուման ընթացակարգեր

Կիրառական բազմաչափանիշային խնդիրների լուծումը, որպես կանոն, ենթադրում է օբյեկտիվ (սյուրբլեմային բնագավառի) և սուբյեկտիվ (նախապատվության համակարգի) մոդելների լծորդում, որի համար, որպես արդյունավետ մեխանիզմ, առաջարկվում է օգտագործել մարգինալ (սահմանային) հարաբերակցությունները՝ արտահայտված ըստ ուղղությունների ածանցյալների օգնությամբ:

Այդ հարաբերակցությունների հիմքի վրա մշակված են չափանիշներ և ընթացակարգեր, որոնք թույլ են տալիս ապահովել գնահատականների համաձայնեցվածությունը և մոդելների կոոեկտումը հակասությունների առկայության դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Р. Е. Саркисян. Изв. АН Армении. Технические науки, т. 44, № 5—6, с. 282—287 (1991).
2. C. Maier-Rothe, Jr. M. F. Stankard, 7 th Math Progr. Siniр. The Hague, Sept., p. 165—172, 1970.
3. Б. Руа, в кн. Вопросы анализа и процедуры принятия решений, М., Мир, с. 20—58, 1976.
4. И. И. Еремин, В. Д. Мазуров, Н. Н. Астафьев. Несобственные задачи линейного и выпуклого программирования, М., Наука, 1983.
5. Р. Е. Саркисян. Информатика. Сер. Прикладные проблемы. Вопросы теории и практики, вып. 1, с. 102—110, 1990.

ФИЗИКА

УДК 537.312.62

А. М. Седракян, Р. И. Багдасарян

**Синтез высокотемпературных сверхпроводников при
воздействии переменного механического напряжения**

(Представлено чл.-корр. НАН Армении А. Р. Мкртчяном 16/III 1994)

В огромном количестве работ по синтезу высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) выделяются два основных направления: работы по синтезированию новых сверхпроводников и работы по разработке новых методов для улучшения физических параметров традиционных ВТСП.

Высокотемпературный синтез представляет собой твердофазную реакцию. Скорость этой реакции, а также степень однородности, микротвердость, запас прочности, упругие свойства, скорость диффузии между компонентами, критические параметры синтезированных материалов сильно зависят от концентрации дефектов и механической активности атомов [1, 2]. Поэтому во многих работах, например, [3—5], применяются такие методы синтеза, которые обеспечивают повышение активности атомов или образование дефектов в синтезируемых образцах. Известно, что под действием ультразвуковых волн, даже при комнатной температуре, происходит генерация дислокаций в кристаллах [6]. Следовательно, если в процессе синтеза при высоких температурах образец подвергнуть внешним механическим воздействиям, порождая в нем механическую волну, то она должна способствовать быстрому протеканию твердофазной реакции по всему объему шихты, уменьшая время синтеза. При этом можно ожидать увеличения твердости полученных образцов, уменьшения времени синтеза и, возможно, улучшения критических параметров.

Для осуществления этой идеи нами была выбрана классическая система ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, наиболее разносторонне исследованная.

Были приготовлены образцы по стандартной методике [7]. Исходными компонентами служили химически чистые порошки Y_2O_3 , $BaCO_3$ и CuO . Порошки исходных компонентов тщательно измельчали в халцедоновой ступке и взвешивали в пропорциях, рассчитанных для данной системы. После взвешивания смесь еще раз протирали. Полученную шихту обжигали при $400^\circ C$ 24 ч, после чего еще раз про-

тирала в ступке. Из этой шихты были спрессованы образцы диаметром 12 мм и толщиной 3 мм под давлением 10 Кбар.

Задача состояла в том, чтобы довести температуру образца до температуры, необходимой для синтеза данной системы, порождая в нем механическую волну, что можно осуществить, подвергая образец внешнему переменному механическому напряжению. Для этого была изготовлена специальная система, состоящая из кварцевого стержня диаметром 12 мм, свободно висящего на пружине, и корундового тигля того же диаметра, в котором находился образец. Отшлифованная нижняя поверхность кварцевого стержня касалась поверхности образца, а его верхний конец был прикреплен к электромагниту. Система помещалась в печь. При достижении в печи температуры 920°C электромагнит включался. Колебания, возникающие в электромагните, в конце концов передавались кварцу, и на образец в тигле начинало действовать переменное механическое напряжение частотой 25 Гц. В печь помещали также второй контрольный образец, изготовленный из той же шихты, что и первый, который синтезировался автономно, без внешних воздействий. Синтез длился для разных серий образцов от 0,5 до 9,0 ч.

После синтеза измеряли микротвердость и зависимость сопротивления от температуры $R(T)$, а также снимали рентгенодифракционные картины для расшифровки структуры образцов. В таблице приводятся результаты исследований на эффект Мейснера (в присутствии сверхпроводящей фазы), данные о микротвердости и плотности образцов, подвергшихся внешним переменным механическим напряжениям (номера без штрихов), и образцов, синтезированных без внешних воздействий. Дифрактограммы снимались на ДРОН-3М, с использованием излучения ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$).

Как видно из таблицы, микротвердость образцов, подвергшихся механическим воздействиям, почти в 2—2,5 раза больше, чем синтезированных обычным способом, причем больше и их плотность. Как показали опыты, поверхность указанных образцов после синтеза становилась почти зеркально гладкой, без видимых трещин и пор, что подтверждает наблюдение их поверхностей под обычным оптическим микроскопом (увеличение в 25 раз).

Номер образца	Время синтеза, ч	Эффект Мейснера (СП фазы)	Микротвердость, кг/мм ²	Плотность, г/см ³	Структура
1	0,5	Нет	—	—	—
1'	0,5	Нет	—	—	—
2	2	Нет	—	—	—
2'	2	Нет	—	—	—
3	3	СП	40,2	5,3	1 2 3
3'	3	Нет	18,4	5,1	—
4	5	СП	44,3	5,6	1 2 3
4'	5	Нет	16,7	5,2	—
5	7	СП	50,4	5,8	1 2 3
5'	7	Нет	18,5	5,4	—
6	9	СП	35,8	6,0	1 2 3
6'	9	СП	32,6	5,9	1 2 3

Рентгеноструктурный анализ показал, что все синтезированные сверхпроводники имеют в основном одинаковую структуру типа перовскида. Для образцов, которые являлись сверхпроводниками, четырехконтактным методом были сняты зависимости $R(T)/R(300)$. Для образца 6 ширина температурной области перехода (ΔT) в сверхпроводящее состояние уже, чем для 6'. Для образца 6 $\Delta T = 1,5$ К, а для 6' $\Delta T = 3$ К. Обращает на себя внимание также факт уменьшения времени синтеза, необходимого для получения сверхпроводников. Как видно из таблицы, уже через 3 ч после установления температуры синтеза получают сверхпроводники, что не имеет места в случае отсутствия переменного механического напряжения. Переменное механическое напряжение сильно способствует образованию дефектов в кристалле (дислокации, микротрещины), что в свою очередь увеличивает объем диффузии. Из-за образования дефектов увеличивается и скорость диффузии по каналам линий дислокации. Все это необходимо для активации процессов синтеза, что в свою очередь заметно уменьшает время синтеза. Увеличение микротвердости, плотности, уменьшение ширины перехода объясняются тем, что механическое напряжение является генератором дефектов в синтезируемых образцах, а последние приводят к активации процессов синтеза. Ведь при температурах, необходимых для синтеза, сильно увеличивается скорость стока вакансий, дислокаций и т. п., а это в свою очередь увеличивает интенсивность твердофазной реакции. Поэтому нужен источник дефектов, чем и является переменное механическое напряжение.

Таким образом, предложенный метод синтеза позволяет синтезировать образцы с почти зеркальной поверхностью, что открывает возможность использовать их как подложки для роста ВТСП пленок, увеличить плотность образцов (при этом уменьшается постоянная S решетки), что должно привести к увеличению напряженностей критических магнитных полей H_{c1} и H_{c2} , существенно уменьшает время синтеза и ширину перехода в сверхпроводящее состояние.

Ереванский государственный университет

Ա. Մ. ՈՆԴՐԱԿՅԱՆ, Բ. Ի. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

Բաղձր չեմաստիճանային գերհաղորդիչների սինթեզը
փոփոխական մեխանիկական լարման ազդեցությամբ

Աշխատանքում բերված փորձական հետազոտությունները ցույց են տվել, որ R_{29} սինթեզը փոփոխական մեխանիկական լարման առկայությամբ բերում է ստացված նմուշների միկրոամրության աճի 2—3 անգամ, անցման չեմաստիճանային լայնության տիրույթի ΔT խոքրացման, սինթեզման ժամանակի նվազման և համարյա հայելային մակերևույթի գոյացման:

ЛИТЕРАТУРА — ЦИТИРОВАННЯ

1. А. А. Вишнев, Е. Т. Кишлов и др. СФХТ, т. 3, № 10, ч. 2 с. 2390 (1990).
2. Ю. Д. Третьков. Твердофазные реакции, М., 1978.
3. А. П. Можасв, В. Н. Першин, В. П. Шабатин, ЖВХО им. Д. И. Менделеева, вып. 3, с. 504 (1989).
4. Г. П. Голубева, А. И. Бергон, В. А. Фатиев. Физикохимия ВТСИ материалов, М., Наука, 1988.
5. Руководство по неорганическому синтезу. Под. ред. Брауэра, М., Мир, с. 145—146, 1985.
6. А. Новик, Б. Берри. Релаксационные явления в кристаллах, М., 1975.
7. В. Д. Горобченко и др., СФХТ, т. 2, с. 53 (1989).

ФИЗИКА

УДК [535:621.373.8]:539

А. Ж. Мурадян, А. М. Чалабян

Блоховские состояния двухуровневого атома в квантованном
поле интенсивных встречных волн

(Представлено академиком ИАН Армении Д. М. Седракяном 17/X 1994)

Концепция одетых состояний атома является одной из удачных в теории взаимодействия атома с резонансным полем излучения. В этом представлении диагонализирована гамильтониан взаимодействия излучения с внутренними степенями свободы атома: атом и поле рассматриваются как единая система с собственным энергетическим спектром и собственными волновыми функциями.

В большинстве работ по одетым состояниям атома в поле встречных (стоячих) волн последние рассматриваются классически (см., например, [1]). Квантовая природа поля в гамильтониане системы учтена в [2], но в конкретных расчетах она подавляется и полученные результаты относительно поля имеют классический характер. Квантование поля последовательно учтено в [3]. Энергетический спектр одетого атома получается n -кратным расщеплением энергетических уровней атома, где n —число фотонов в поле. Однако расстояние между соседними расщепленными уровнями очень мало (о параметре расщепления $\hbar\Gamma$ см. ниже), и в этом смысле полученный спектр является аналогом известного неоднородного штарковского уширения атомных уровней в классическом поле стоячей волны.

В данной статье состояния атома в периодическом поле квантованных встречных волн (КВВ) определяются с учетом квантовомеханического движения атома. Аналогично терминологии, принятой в теории твердого тела, такие состояния называются блоховскими. Гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в виде [4].

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \frac{\omega_0}{2} \sigma_3 + \frac{\hat{P}^2}{2M\hbar} + \omega(c_1^\dagger c_1 + c_2^\dagger c_2) + \beta(c_1^\dagger e^{-ikz} + c_2^\dagger e^{ikz})\sigma_- + \\ + \beta(c_1 e^{ikz} + c_2 e^{-ikz})\sigma_+ \quad (1)$$

где ω_0 и ω —частоты атомного перехода и поля КВВ соответственно, $k=\omega/c$, $\hat{P}$ и M —оператор импульса и масса атома, $c_i^\dagger$ и c_i ($i=1, 2$)—операторы рождения и уничтожения фотонов, β —постоянная взаимодействия, $\sigma_\pm = \sigma_1 \pm i\sigma_2$, σ_j ($j=1, 2, 3$)—матрицы Паули. Матрица σ_+ обес-

печивает переход атома из основного в возбужденное состояние, а матрица $\hat{T}_-$ — обратный процесс. С гамильтонианом (1) коммутируют операторы числа „возбуждений“ $\hat{N} = \frac{\hat{z}_2}{2} + c_1^\dagger c_1 + c_2^\dagger c_2$, трансляции $\hat{T} = \exp\left(i \frac{2\pi}{\hbar k} \hat{P}\right)$ и наложения трансляции с инверсией атома $\hat{I} = \sigma_z \exp\left(i \frac{\pi}{\hbar k} \hat{P}\right)$.

В поле встречных волн атом может когерентно переизлучить фотоны из одной волны в другую [5]. Поэтому решение соответствующего уравнения Шредингера целесообразно искать в виде

$$\begin{aligned} \Psi = & \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \sum_{s=-n_1}^{n_1} a_s |n_1+s\rangle |n_2-s\rangle e^{\frac{i}{\hbar} p z - i 2 s k z - \frac{i}{\hbar} E t} + \\ & + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \sum_{s=-n_1}^{n_2-1} b_s |n_1+s\rangle |n_2-s-1\rangle e^{\frac{i}{\hbar} p z - i k z - i 2 s k z} e^{-\frac{i}{\hbar} E t}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ представляют изолированный атом в основном и возбужденном состояниях, $|1\rangle$ — фоковское состояние с определенным числом фотонов, E — квазиэнергия системы, а параметры P , n_1 и n_2 пока свободны. Полная система волновых функций представляется видом (2) при наборе всевозможных значений параметров $L < P/2\hbar k \leq L+1$ (L — целое число); n_1 и $n_2 = 0, 1, 2, \dots$

Подставляя (2) и (1) в уравнение Шредингера, получаем систему рекуррентных соотношений для неизвестных амплитуд a_s и b_s . Анализ их свойств инвариантности показывает, что P можно представить как аналог квазимпульса атома, а n_1 и n_2 — как числа в начальных (без взаимодействия) состояниях КВЗ.

Указанные рекуррентные соотношения в общем случае не имеют точного аналитического решения. Численное же решение показывает [6], что для интенсивных лазерных полей в динамике атомных состояний доминирующую роль играет член многофотонной отдачи. Поэтому интерес представляют решения, сохраняющие этот член.

Поскольку число фотонов в волнах обычно очень велико, то амплитуды являются медленными функциями от S . Используя тейлоровское разложение с сохранением членов до вторых производных и считая расстройку резонанса $\epsilon = \omega_0 - \omega$ больше энергии взаимодействия, деленной на $\hbar$, получим следующее уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A(s)}{ds^2} + \left(\frac{2(n_1 - n_2)}{n} - \frac{4s}{n} \right) \frac{dA(s)}{ds} + \left(\frac{2k\epsilon}{\hbar n \beta^2} + 4 + \frac{4k v \epsilon}{n \beta^2} s - \right. \\ \left. - \frac{4\hbar k^2 \epsilon s^2}{M n \beta^2} \right) A(s) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\lambda = E + \frac{\hbar\omega_0}{2} - n\hbar\omega - \frac{p^2}{2M}$ есть энергия взаимодействия, $A(s) = a_1[(n_1 + s)!(n_2 - s)!]^{1/2}$.

Собственные функции и собственные значения этого уравнения определяют амплитуды в блоховских функциях (2) и энергетический спектр системы:

$$a_s^{(q)} = \frac{c_q}{((n_1 + s)!(n_2 - s)!)^{1/2}} H_q \left((2/m)^{1/2} \left(s - \frac{\Delta n}{2} \cdot \frac{m^2}{n^2} - \frac{2\hbar\delta}{U} m^2 \right) \right) \times \quad (4)$$

$$\times \exp \left\{ - \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{n} \right) s^2 + \left(\frac{2\hbar\delta}{U} + \frac{\Delta n}{n} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{m} \right) \right) ms \right\},$$

где $q = 0, 1, 2, \dots, n$ есть энергетическое квантовое число, $n = n_1 + n_2$, $\Delta n = n_2 - n_1$, $m = (n^{-2} + E_r/U)^{-1/2}$ — число энергетических зон в поле периодического потенциала глубины $U = 2n\hbar\beta^2/\varepsilon$, $E_r = (2\hbar k)^2/2M$ — энергия отдачи, c_q — нормировочный коэффициент, $H_q(x)$ — полиномы Эрмита;

$$E_q = - \frac{\hbar\omega_0}{2} + n\hbar\omega + \frac{p^2}{2M|1 + n^2 E_r/U|} - \left(U + \frac{\Gamma}{2} \right) + \quad (5)$$

$$+ (\hbar^2 \Gamma^2 + E_r U)^{1/2} (q + 1/2) - \Delta n \frac{m^2}{n^2} (\hbar\delta - \Delta n \cdot E_r),$$

где $\delta = kp/M$ — доплеровское смещение частоты, $\Gamma = 2\beta^2/\varepsilon$ — скорость «частичного» спонтанного перехода, обусловленного спонтанным излучением на частоте и в направлении КВВ.

Первое и второе слагаемые в (5) представляют внутреннюю энергию атома и энергию КВВ соответственно, третий член совместно с последним определяют дисперсионную зависимость квазиэнергии от квазиимпульса; четвертый член в сущности есть глубина потенциала и, наконец, пятый член представляет квантование энергетического спектра. Расстояние между энергетическими зонами

$$\Delta E = (\hbar^2 \Gamma^2 + E_r U)^{1/2} \simeq (E_r U)^{1/2} \quad (6)$$

и определяется лишь произведением энергии отдачи на глубину периодического потенциала.

Выражения (4), (2) дают возможность приближенного расчета квантовомеханических средних. Среди атомных величин наибольший интерес представляют среднее значение $\bar{P} = \langle \Psi | \hat{P} | \Psi \rangle$ и дисперсия

$\Delta P = ((\overline{P^2} - \bar{P}^2))^{1/2}$ импульса. Для первого из них получаем

$$\bar{P} \simeq \frac{\Delta n}{\sqrt{n}} 2\hbar k \left(\frac{\hbar\Gamma}{E_r} \right)^{1/2} \left(q + \frac{3}{2} \right) \ll 2\hbar k. \quad (7)$$

Значением $\bar{P}$ в общем случае можно пренебречь. Тогда можно сказать, что блоховские состояния атома в КВВ образуются путем переизлучения из одной волны в другую такого количества фотонов, чтобы при-

обрутаемый при этом импульс отдачи компенсировал начальный импульс атома и он находился в связанном (захваченном) состоянии.

В приближении тейлоровского разложения ширина энергетических зон равна $\frac{E_r}{U+n^2 E_r}$ ($L=0$), не зависит от квантового числа q и меньше энергии отдачи при любых значениях глубины потенциала.

Для дисперсии импульса получаем ($n_1=n_2$)

$$\Delta P = \hbar k (m(2q+1))^{1/2} \simeq (2MU(2q+1))^{1/2}.$$

Как и следовало ожидать, дисперсия увеличивается с ростом номера энергетического уровня и интенсивности встречных волн.

Один из авторов (А. Ж. М.) выражает благодарность академику НАН Армении Д. М. Седракяну за обсуждение результатов работы.

Ереванский государственный университет

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա. Մ. ԶԱԼԻԱՐԴՅԱՆ

Երկմակարդականի ատոմի բլոխյան վիճակները ինտենսիվ հանդիպակաց ալիքների բվանտացված դաշտում

Աշխատանքում որոշված են «ատոմը հանդիպակաց ալիքների բվանտացված դաշտում» համակարգի սեփական արժեքները և սեփական ֆունկցիաները: Արդյունքները ստացված են ատոմ-դաշտ ռեզոնանսի ապալարքի մեծ արժեքների և թեյլորյան վերլուծության մեթոդի սահմաններում: Սեփական ֆունկցիաները ներկայացվում են էրմիտի բազմանդամների օգնությամբ, իսկ էներգետիկ սպեկտրը իրենից ներկայացնում է որոշակի լայնություններով հավասարահեռ էներգետիկ շերտեր: Հարևան շերտերի միջև եղած հեռավորությունը հավասար է հանդիպակաց ալիքների կողմից ինդուկցացված պարբերական պոտենցիալի խտության և ատոմի հետհարվածի էներգիայի միջին երկրաչափականին: Ատոմի համընթաց շարժման բլոխային վիճակները ձևավորվում են հանդիպակաց ալիքներից մեկից մյուսը այնքան ֆոտոնների վերաճառագայթմամբ, որ դրա հետևանքով ատոմի ստացած հետհարվածի իմպուլսը ճիշտ կոմպենսացնում է նրա ունեցած նախնական իմպուլսը և ատոմը գտնվում է դաշտի կողմից գերված վիճակում (կապված վիճակ): Ատոմի միջին իմպուլսը հավասար է զրոյի, իսկ իմպուլսի դիսպերսիան աճում է դաշտի ինտենսիվության և էներգետիկ շերտերի համարների աճին զուգընթաց:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am., v. 2, № 11, p. 1707—1720 (1985).
2. G. Compagno, J. S. Peng, F. Persico, Phys. Rev., A, v. 26, № 4, p. 2065—2084 (1982).
3. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян, Квантовая электроника, т. 20, вып. 9, с. 856—858 (1993).
4. B. W. Shore, P. Meystre, S. Stenholm, J. Opt. Soc. Am., B, v. 8, № 4, p. 903—910 (1991).
5. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян, ДАН АрмССР, т. 10, с. 90—101 (1975).
6. A. F. Bernhardt, B. W. Shore, Phys. Rev. A, v. 23, № 3, p. 1290—1301 (1981).

АСТРОФИЗИКА

УДК 524.354.6

А. Д. Седракян, академик НАН Армении Д. М. Седракян

Эволюция вращения пульсаров

(Представлено 23/X 1996)

1. Прежде чем рассмотреть сценарий эволюции одиночного пульсара, изложим основные физические характеристики нейтронной звезды, являющейся моделью пульсара. Общепринято, что нейтронная звезда имеет жидкое ядро и твердую кору [1]. Ядро звезды, размером 10 км, состоит из нейтронов и небольшого количества ($1 \sim 3\%$) протонов и электронов (пре-фаза). Кора нейтронной звезды имеет относительно небольшую толщину ($\sim 10^5$ см) и состоит в основном из атомных ядер и электронов (Ае-фаза). Нижние слои коры обогащены нейтронами (Аеп-фаза). Протоны в пре-фазе и нейтроны в пре- и Аеп-фазах внутри всех известных сейчас пульсаров скорее всего сверхтекучие, тогда как электроны и атомные ядра составляют нормальную часть звезды.

В результате вращения коры в сверхтекучей нейтронной жидкости образуется решетка нейтронных вихрей с плотностью $n = \frac{2\omega}{\hbar}$, где $\hbar = h/2m$

квант циркуляции, m —масса нейтрона, а ω —угловая скорость вращения нейтронной жидкости. Вращательное движение нейтронной звезды, состоящей из смеси сверхтекучей и нормальной жидкостей, в основном зависит от динамики движения нейтронных вихрей, которая в свою очередь определяется взаимодействием между сверхтекучей и нормальной компонентами звезды, т.е. взаимодействием между нейтронными вихрями и электронами.

Как было показано в работе [2], из-за эффекта увлечения двух сверхтекучих конденсатов—нейтронного и протонного во вращающейся нейтронной звезде при низких температурах генерируется среднее магнитное поле порядка 10^{12} Г. Это поле внутри ядра нейтронной звезды сильно неоднородно: в большей части (80%) объема пре-фазы оно равно нулю, а вблизи стволон нейтронных вихрей—порядка 10^{14} Г. Оно жестко связано с нейтронным вихрем и двигается вместе с ним. Взаимодействие нормальной компоненты (электронов) в ядре нейтронной звезды со сверхтекучей жидкостью—нейтронами осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле нейтронного вихря [3]).

Согласно стандартному сценарию, в момент образования быстро-вращающейся нейтронной звезды температура внутри нее очень высока (10^{11} К). Известные расчеты охлаждения нейтронных звезд показывают, что примерно через сутки внутренняя температура падает до 10^9 — 10^{10} К, а спустя несколько сот лет приближается к 10^8 К. Независимо от механизма охлаждения внутренняя температура всех наблюдаемых сейчас пульсаров должна быть меньше 2×10^8 К. Значение температуры T_c сверхтекучих переходов нуклонов равно: для нейтронов $T_c \approx 10^{10}$ К (0S_1 —спаривание) и 9×10^8 К (2P_3 —спаривание), а для протонов $T_c \approx 2 \times 10^9$ К. Следовательно, через короткий промежуток времени ($\sim 10^3$ лет—возраст самого молодого из известных пульсаров) нейтронная и протонная жидкости переходят в сверхтекучее состояние и включается механизм «увлечения», приводящий к генерации сильных магнитных полей вблизи стволон нейтронных вихрей, что обеспечивает сильное трение нормальной компоненты с нейтронными вихрями. Как показывают расчеты, это взаимодействие приводит к характерным временам релаксации плотности нейтронных вихревых нитей порядка $\tau_c \sim 10^7$ — 10^8 лет.

Другим характерным временем задачи является время изменения внешнего тормозящего момента сил. Как известно, во время эволюции пульсара тормозящий момент уменьшается с характерным временем $\tau \sim P/\dot{P}$, где P —период пульсара и $\dot{P}$ —его временная производная. Для основной популяции пульсаров это время порядка $\tau \sim 10^5$ — 10^6 лет. Заметим, что отношение τ/τ_0 меняется в пределах 10^{-2} — 10^{-3} . Как увидим ниже, эти данные о модели нейтронной звезды достаточны для рассмотрения поставленной задачи.

Цель данной статьи—показать, что возможно построить теорию эволюции одиночной нейтронной звезды, которая проживает как эпоху замедления, так и эпоху ускорения угловой скорости пульсара, учитывая, что при остывании начально горячей и быстро вращающейся звезды нейтроны переходят в сверхтекучее состояние, образуя решетку квантовых вихрей. Динамика движения этих вихрей и ее влияние на вращение нейтронной звезды описываются уравнениями, которые были получены нами в работах [3—5].

2. Система уравнений, описывающая вращение нейтронной звезды, была получена и решена в работе [5]. При отсутствии лининга нейтронных вихрей для безразмерной угловой скорости нормальной жидкости звезды $\Omega_c(t) = \omega_c(t)/\omega_c(0)$ было получено следующее решение:

$$\Omega_c(t) = 1 - p_0 \int_0^1 (\delta\Omega - \delta\Omega_0) dy - \int_0^t \gamma'(t') dt', \quad (1)$$

где $p_0 = I_s/I$; здесь I_s —момент инерции сверхтекучей жидкости, а I —полный момент инерции звезды. Внешнее торможение вращения звезды описывается функцией $\gamma(t)$, которая равняется:

$$\gamma(t) = - \frac{K_{ext}}{I(1-p_0)\omega_c(0)},$$

где K_{ext} — внешний тормозящий момент сил, действующий на звезду. Входящая в решение функция

$$\delta\Omega = \frac{\omega_s(r,t) - \omega_c(t)}{\omega_c(0)} = \Omega_s(r,t) - \Omega_c(t),$$

где $\Omega_s(r,t)$ — безразмерная угловая скорость сверхтекучей нейтронной жидкости, определяется из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{n}{n_0(1-p_0)\tau_1} \delta\Omega = \gamma(t), \quad (2)$$

с начальным условием $\delta\Omega(r,0) = \delta\Omega_0(r)$. Здесь

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_s(r,t)),$$

где n — плотность нейтронных вихрей, а $\tau_1(r)$ — время динамической релаксации нейтронного вихря с нормальной жидкостью звезды [4].

Чтобы найти окончательный вид решения (1), мы должны решить уравнение (2). Это уравнение нелинейно относительно $\delta\Omega$, и нахождение его решения в общем случае довольно сложно. Однако можно найти его эволюционное решение, если сделать некоторые упрощения, вытекающие из свойств моделей нейтронных звезд.

Действительно, во-первых, как показывают расчеты, время релаксации $\tau_1(r)$ равняется нулю на поверхности ядра звезды и при углублении внутрь быстро растет, принимая постоянное значение $\tau_1 \approx 10^6$ лет почти во всей сверхтекучей части звезды. Отсюда вытекает, что τ_1 и, следовательно, $\Omega_s(r,t)$ не зависят от координат r . С другой стороны, как показывают расчеты стандартных моделей нейтронных звезд, момент инерции сверхтекучей жидкости порядка момента инерции нормальной жидкости. Это означает, что порядок функции $\Omega_s(r,t)$ во время эволюции звезды меняется мало. Вышеуказанные два замечания позволяют нам линеаризовать уравнение (2).

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_s(r,t)) = \Omega_s(t) \approx \Omega_s(0) \approx 1.$$

Обозначая $(1-p_0)\tau_1 = \tau_0 = \text{const}$, для определения функции $\delta\Omega(t)$ получим следующее линейное уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{\tau_0} = \gamma_0 e^{-t/\tau_0}. \quad (3)$$

При получении уравнения (3) нами сделано еще одно модельное предположение о том, что внешний тормозящий момент сил уменьшается по экспоненциальному закону с характерным временем τ .

Если считать, что момент $t=0$ соответствует моменту перехода

нейтронов и протонов в сверхтекучие состояния, то начальное условие для угловых скоростей гласит: $\omega_1(0) = \omega_1(c)$, т.е. $\delta\Omega_0 = 0$. Тогда решение уравнения (3) имеет вид

$$\delta\Omega = \frac{\gamma_0 \tau}{1 - \tau/\tau_0} (e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau}). \quad (4)$$

Решение (4) показывает, что $\delta\Omega$ сначала растет и далее уменьшается, стремясь к нулю при $t \rightarrow \infty$. Для исследования поведения пульсаров найденные нами решения (1) и (4) удобно написать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Omega_c(t) &= 1 - \gamma_0 \tau - \tau \Omega_c(t) + p_0 \gamma_0 \tau (1 - e^{-t/\tau_0}), \\ \dot{\Omega}_c(t) &= -\gamma_0 e^{-t/\tau} + \frac{p_0 \gamma_0 \tau \tau_0}{1 - \tau/\tau_0} (e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau}). \end{aligned} \quad (5)$$

Это решение удовлетворяет начальным условиям:

$$\Omega(0) = 1, \quad \dot{\Omega}_c(0) = -\gamma_0.$$

Как видно из второго уравнения (5), при условии $\tau/\tau_0 \ll 1$ производная угловой скорости нормальной части звезды $\dot{\Omega}_c$ для времен $0 \leq t < t_0$ оставаясь отрицательной, по абсолютной величине уменьшается и становится нулем при $t_0 = -\ln(\tau_0/p_0\tau)$. Это время может быть больше характерного времени торможения только на порядок. Период времени $0 \leq t \leq t_0$ можно называть эпохой замедления. Действительно, так как $t_0 \ll \tau_0$, то согласно первому уравнению решения (5) $\Omega_c(t)$ уменьшается и при $t = t_0$ принимает минимальное значение, равное

$$\Omega_c(t_0) = 1 - \gamma_0 \tau. \quad (6)$$

В этот период в основном нормальная компонента звезды теряет свой момент количества движения, тогда как вращательный момент сверхтекучего слоя, с относительным моментом инерции p_0 , почти не меняется. Далее этот аккумулированный момент количества движения сверхтекучего слоя перераспределяется по всей звезде, что приводит к «релаксационному» ускорению нормальной компоненты звезды.

Действительно, при $t > t_0$ наступает эпоха ускорения ($\Omega_c(t) > 0$), когда производная угловой скорости $\dot{\Omega}_c(t)$ сначала растет, а потом уменьшается и при $t \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Уменьшение $\Omega_c(t)$ происходит, когда $t \geq \tau_0$. Когда $t \gg \tau_0$, то согласно (5)

$$\Omega_c(\infty) = \Omega_c(t_0) + p_0 \gamma_0 \tau. \quad (7)$$

Подставив в (7) значение $\gamma_0 \tau$, найденное из (6), окончательно получим

$$\Omega_c(\infty) = p_0 + (1 - p_0) \Omega_c(t_0). \quad (8)$$

Если начальная угловая скорость звезды порядка миллисекунд, то $\Omega_c(t_0) \ll 1$, тогда из (8) имеем: $\omega_c(\infty) = p_0 \omega_c(0)$

Стандартные расчеты моделей нейтронных звезд показывают, что $\tau_0 \approx 5 \times 10^7$ лет, тогда как $p_0 \approx 0,3$. Если выбрать $\tau \approx 5 \times 10^6$ лет, то $t_0 \approx 3 \times 10^6$ лет и $\omega_c(\infty) = 0,3 \omega_c(0)$.

Таким образом, если предположить, что при образовании пульсара его период порядка миллисекунд, то, как показывает наше рассмотрение, пульсар может замедляться до периодов порядка нескольких секунд и далее ускоряться до периодов порядка нескольких миллисекунд.

В конце отметим, что рассмотренная модель эволюции только качественно описывает поведение пульсаров. Для получения количественных результатов необходимо знать реальные механизмы торможения звезды.

Ереванский государственный
университет

Ա. Դ. ՍԵԴՐԱԿԻԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿԻԱՆ

Բարախիչների պտտման էվոլյուցիան

Ցույց է տրված, որ հնարավոր է կառուցել առանձին բարախիչի պտտման անկյունային արագության էվոլյուցիայի տեսությունը այնպես, որ բարախիչը ասլոում է ինչպես դանդաղեցման, այնպես էլ արագացման էպոխները: Այս արդյունքը բխում է այն ենթադրությունից, որ աստղը սկզբում գտնվում է արագ պտտման և տաք վիճակում, և հետո սառելիս նրա բաղկացուցիչ մասերը՝ նեյտրոնները և պրոտոնները անցնում են գերհոսելի և գերհաղորդիչ վիճակ, ստեղծելով ինչպես նեյտրոնային, այնպես էլ պրոտոնային քվանտային մրրիկների ցանց: Այդ ցանցի դինամիկայով հենց պայմանավորված է նկարագրված էվոլյուցիան:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. С. Шапиро, С. Тюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды М., 1985.
2. Д. М. Седракиан, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, т. 19, с 303 (1983).
3. A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian, Ap. J., v. 447, p. 305 (1995).
4. A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian, J. M. Cordes, et al., Ap. J., v. 447, p. 324 (1995).
5. А. Д. Седракиан, Д. М. Седракиан, МЭТФ, т. 108, вып. 2(8), с. 631 (1995).

УДК 621.317.7(088.8)

Б. М. Мамиконян, А. А. Геворкян

Об одном способе бесконтактного измерения больших токов

(Представлено чл.-корр. НАН Армении В. В. Алексеевским 3/X 1994)

Бесконтактные измерители больших токов, основанные на использовании закона полного тока, делятся на измерители с немагнитным интегрирующим контуром, состоящим из ряда преобразователей, окружающих проводник с измеряемым током, и измерители с ферромагнитным магнитопроводом, в воздушных зазорах которого расположены преобразователи [1]. Наличие магнитопровода не всегда желательно из-за нелинейности кривой намагничивания, явления гистерезиса и, особенно, большой массы. Немагнитные интегрирующие контуры также не лишены недостатков: наличие большого числа (10—20) преобразователей, обычно на эффекте Холла, значительные погрешности от неидентичности их характеристик, аддитивные погрешности, температурный дрейф характеристик преобразователей [2, 3].

В связи с этим может представить определенный практический интерес новый способ бесконтактного измерения больших токов, преимущественно постоянных, заключающийся в следующем: по замкнутому немагнитному контуру, охватывающему проводник с измеряемым током, вращают материальную точку (например, небольшой магнит или ферромагнитный шарик) и по значению средней за оборот скорости ее вращения определяют силу измеряемого тока.

Сущность способа поясняется чертежом (рис. 1, а). Проводник 1 с измеряемым током охвачен замкнутым контуром—трубчатой направляющей 2 из немагнитного материала (стекла), во внутренней полости—канале которой помещена подвижная часть—постоянный магнит 3 эллипсоидальной формы, намагниченный по длинной оси. С помощью группы обмоток, расположенных на направляющей и питаемых соответствующим образом током источника возбуждения, магнит приводится в движение по каналу направляющей. Постоянная по значению сила, действующая на магнит со стороны движущей системы, обозначена через F_A .

При движении магнита последний прижимается к дальней стенке канала, со стороны которой на магнит действует центростреми-

тельная сила N , являющаяся реакцией стенки. При этом возникает сила трения $F_T = \gamma N$, направленная противоположно к F_x ; здесь γ — коэффициент трения магнита по стенке канала.

Если при отсутствии измеряемого тока магнит движется с установившейся скоростью V_0 , то

$$N = \frac{m V_0^2}{R},$$

и из условия $F_x = F_T$ определяется скорость V_0 :

$$V_0 = \sqrt{\frac{R F_x}{\gamma m}},$$

где: m — масса магнита; R — радиус окружности, по которой движется магнит.

При наличии измеряемого тока I на магнит действует также электромагнитная сила F_e , притягивающая магнит к проводнику. Это приводит к уменьшению реакции стенки до значения $N - F_e$, уменьшается сила трения $F_T = \gamma(N - F_e)$, и увеличивается скорость движения магнита до нового установившегося значения V , которое определяется из условия

$$F_x = \gamma(N - F_e). \quad (1)$$

Следует отметить, что форма расположения магнита по отношению к проводнику 1, показанная на рис. 1, при указанном направлении тока остается неизменной, так как магнитный момент $\vec{M}$ постоянного магнита и вектор напряженности $\vec{H}$ магнитного поля тока I в каждой точке окружности, по которой движется магнит, параллельны.

Возникновение электромагнитной силы F_e обусловлено тем, что вокруг проводника 1 с током I создается неоднородное магнитное поле, напряженность H которого увеличивается по мере приближения к проводнику. В точке расположения магнита

$$H = \frac{I}{2\pi R}.$$

Энергия электромагнитного взаимодействия магнита с этим полем равна

$$W_e = \mu_0 M H,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/М — магнитная проницаемость вакуума (воздуха). Следовательно,

$$F_e = - \frac{\partial W_e}{\partial R} = \frac{\mu_0 M I}{2\pi R^2}.$$

С учетом этого значения F_e определяется новое значение скорости V из условия (1):

$$V = \sqrt{V_0^2 + KI}, \quad (2)$$

где
$$K = \frac{\mu_0 M}{2\pi m R}.$$

Формула (2) показывает, что с увеличением измеряемого тока установившаяся скорость вращения магнита увеличивается.

Если вместо постоянного магнита используется ферромагнитный шарик (в этом случае можно измерить как постоянные, так и переменные токи), то энергия магнитного поля в объеме Q шарика равна

$$W_M = \frac{BH}{2} Q = \frac{\mu_0 H^2 Q}{2},$$

где μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость материала шарика на линейном участке кривой намагничивания. Следовательно,

$$F_s = - \frac{\partial W_M}{\partial R} = \frac{\mu_0 Q}{4\pi^2 R^2} I^2,$$

и из условия (1) следует, что

$$V = \sqrt{V_0^2 + \frac{\mu_0 Q}{4\pi^2 R^2 m} I^2}. \quad (3)$$

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что скорость V движения магнита (шарика) в какой-либо одной точке направляющего контура зависит от месторасположения проводника внутри контура, от взаимной ориентации проводника и контура, а также от токов, не пронизывающих контур. Однако средняя за оборот скорость практически зависит только от значения тока I и определяется формулами (2) и (3). Это объясняется замкнутостью контура, как и в случае закона полного тока. Например, если проводник с током смещается от центра контура, то в одной части (ближайшей к проводнику) контура влияние тока на магнит усиливается, в другой же части контура ослабляется; в результате средняя за оборот скорость остается почти неизменной при данном значении измеряемого тока.

В значении средней за оборот скорости содержится суммарное влияние измеряемого тока во всех без исключения точках контура, т. е. естественным образом происходит интегрирование влияния тока вдоль всего контура.

Для измерения средней за оборот скорости движения магнита контур в какой-либо точке обхватывается съемным витком. При каждом прохождении сквозь виток магнит индуцирует в нем импульс ЭДС; при этом интервал времени τ между соседними импульсами равен периоду обращения магнита. Измеряя τ либо частоту f следования импульсов, по формуле

$$V = \frac{2\pi R}{\tau} = 2\pi R f$$

определяется средняя за оборот скорость движения магнита (заметим, что обе эти величины τ и f наиболее удобные для представления результата измерения в цифровой форме: вместо индукционного способа фиксации прохождения магнита можно использовать также фотоэлектрический способ).

Методические погрешности описанного способа определяются следующим образом.

I Погрешность от смещения проводника с измеряемым током. Пусть проводник с током находится в точке O_1 , т. е. смещен от геометрического центра окружности контура на расстояние ϵ (рис. 1, а). Электромагнитную силу $F_s = \mu_0 M I / 2\pi r^2$ можно разложить на две составляющие: нормальную $F_{s1} = F_s \cos \alpha$ и тангенциальную $F_{s2} = F_s \sin \alpha$. Учитывая, что

$$\sin \alpha = \frac{\epsilon \cdot \sin \varphi}{r}, \quad \cos \alpha = \frac{R - \epsilon \cos \varphi}{r},$$

$$r = \sqrt{R^2 + \epsilon^2 - 2R\epsilon \cos \varphi},$$

получается:

$$F_{s1} = F_s \frac{R - \epsilon \cos \varphi}{r}, \quad F_{s2} = F_s \frac{\epsilon \sin \varphi}{r}.$$

Поскольку измеряется не мгновенное, а среднее за оборот значение скорости, то представляют интерес средние значения этих сил:

$$F_{s1c} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_{s1} d\varphi = \frac{\mu_0 M I}{4\pi^2} A,$$

$$F_{s2c} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_{s2} d\varphi = 0,$$

причем интеграл

$$A = \int_0^{2\pi} \frac{R - \epsilon \cos \varphi}{r^3} d\varphi$$

в этом случае всегда положителен.

С учетом значения силы F_{s1c} средняя за оборот скорость V_1 магнита, определяемая из условия

$$F_A = \left(\frac{m V_1^2}{R} - F_{s1c} \right),$$

равна

$$V_1 = \sqrt{V_0^2 + K_1 I},$$

где

$$K_1 = \frac{\mu_0 M R A}{4\pi^2 m}.$$

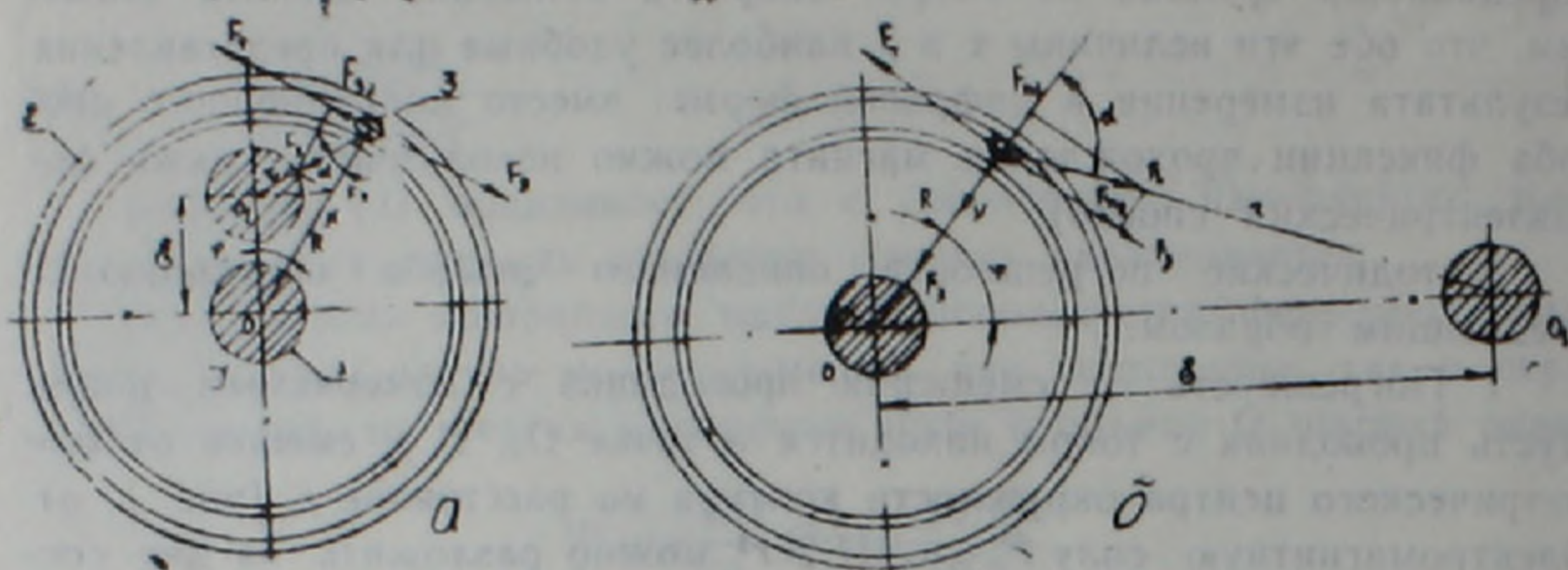


Рис. 1. а—Принципиальная схема для пояснения сущности способа и к определению погрешности от смещения проводника с измеряемым током; б—к определению погрешности от влияния соседнего проводника с током

Относительная погрешность измерения

$$\delta_1 = \frac{V_1 - V}{V} = \sqrt{\frac{K_1 - K}{V_0^2 + KI}} \cdot I. \quad (4)$$

2. Погрешность от влияния соседнего проводника с током. Соседний проводник с током I_n (рис. 1, б) создает помеху, воздействуя на магнит электромагнитной силой

$$F_n = \frac{\mu_0 M I_n}{2\pi r^2}.$$

Нормальная и тангенциальная составляющие этой силы F_{n1} и F_{n2} определяются теми же формулами, что и F_{01} и F_{02} , с той лишь разницей, что в выражении среднего значения силы F_{n1} интеграл A всегда отрицателен. Среднее за оборот значение скорости V_n , определяемое из условия

$$F_n = \left(\frac{m V_n^2}{R} - F_0 + F_{n1} \right),$$

равно

$$V_n = \sqrt{V_0^2 + KI - K_1 I_n}.$$

Относительная погрешность измерения

$$\delta_n = \frac{V_n - V}{V} = \sqrt{\frac{-K_1 I_n}{V_0^2 + KI}}. \quad (5)$$

На рис. 2, а и б изображены кривые зависимостей $\delta_1 = f(\varepsilon)$ и $\delta_n = f_n(\varepsilon)$, вычисленные на ЭВМ по формулам (4) и (5) при следующих значениях параметров: $R = 75 \cdot 10^{-3}$ м, магнит из альянко марки ЮН13ДК24С, эллипсоидальной формы, размерами осей $2,5 \cdot 10^{-3}$ м и $1,5 \cdot 10^{-3}$ м, $m = 0,2 \cdot 10^{-3}$ кг, $M = 30,6 \cdot 10^{-9}$ Тл м³. Кривые показывают, что погрешность δ_1 при одном и том же смещении проводника тем больше, чем больше измеряемый ток. Обе по-

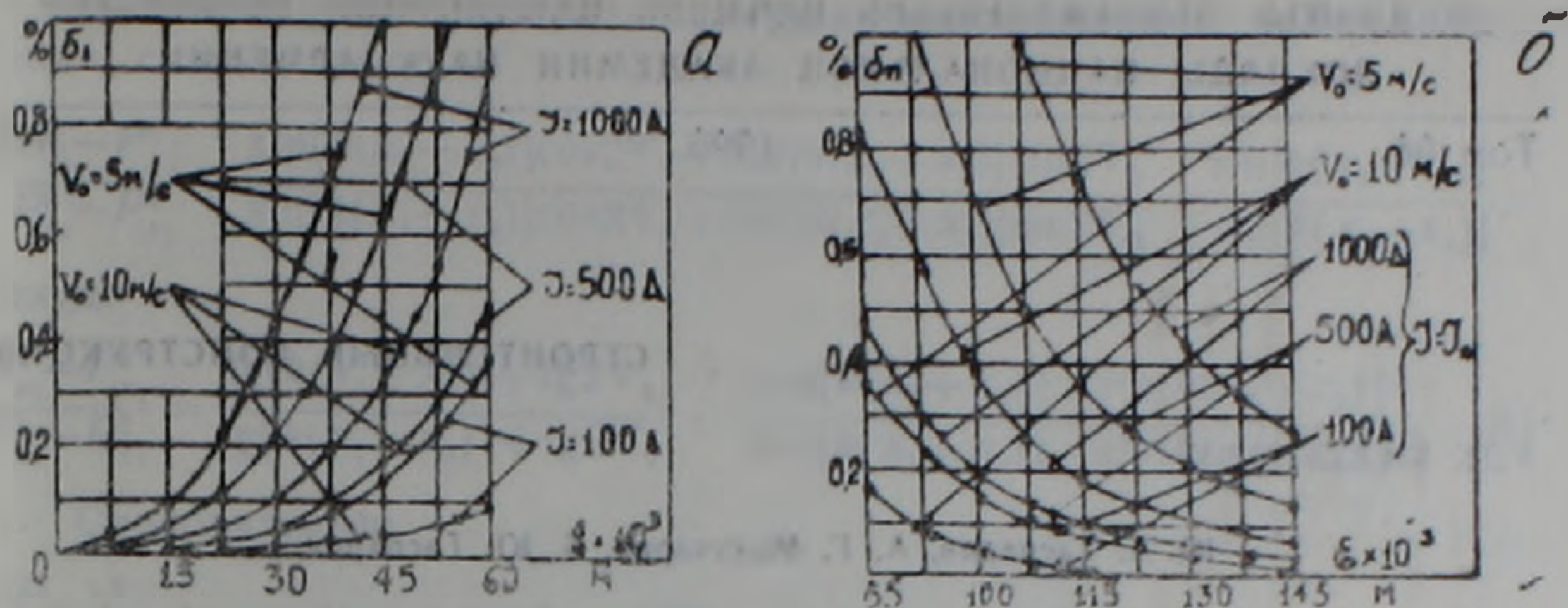


Рис. 2. а—Кривые зависимости погрешности измерения от смещения проводника с измеряемым током, б—кривые зависимости погрешности измерения от положения соседнего проводника с током

погрешности δ_1 и δ_n существенно уменьшаются с увеличением начальной скорости V_0 движения магнита.

Результаты экспериментального исследования лабораторного образца, изготовленного по вышеприведенным параметрам с начальной скоростью движения магнита $V_0 = 5 \text{ м/с}$, подтвердили теоретические положения способа и возможность его использования в стационарных устройствах бесконтактного измерения больших токов

Гюмрийский филиал государственного инженерного университета Армении

Բ. Մ. ՄԱՄԻԿՈՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԳԻՆՈՐԳՅԱՆ

Մեծ հոսանքների անկոնտակտ չափման մի եղանակի մասին

Դիտարկվող եղանակը նախատեսված է առավելագույն հաստատուն հոսանքներ չափելու համար: Զափվող հոսանքով հաղորդիչը բնորոշվում է ոչ մագնիսական փակ կոնտուրով՝ խողովակաձև օղակով, որի ներսում պտտվում է ոչ մեծ էլիպսոիդաձև հաստատուն մագնիս կամ ֆեռոմագնիսական գնդիկ (ինչպես հաստատուն, այնպես էլ փոփոխական հոսանքներ չափելու դեպքում): Մագնիսի շարժման միջին արագությունը մեկ պտույտի ընթացքում մեծանում է՝ չափվող հոսանքի մեծացման հետ և հանդիսանում է չափման ելքային պարամետրը: Շարադրված է եղանակի տեսությունը, հաշվված են մեթոդական սխալները, որոնք առաջանում են կոնտուրի ներսում հոսանքատար հաղորդչի շեղումից և հարևան հոսանքատար հաղորդչի ազդեցությունից:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. С. А. Спектор. Измерение больших постоянных токов, Л., Энергия, 1978.
2. Г. И. Разин, А. П. Щелкин. Бесконтактное измерение электрических токов, М., Атомиздат, 1974.
3. Ю. А. Андреев, Г. В. Абрамзон. Преобразователи тока для измерений без разрыва цепи, Л., Энергия, 1979.

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

УДК 534.832:725.055

Ю. А. Гаспарян, А. Г. Манучарян, Б. Ю. Гаспарян

Определение акустических характеристик резонансных
конструкций в низкочастотном диапазоне

(Представлено чл.-корр. НАН Армении Г. И. Тер-Степаняном 10/XII 1993)

С целью расширения низкочастотного диапазона, повышения точности и автоматизации процессов измерения нормального коэффициента звукопоглощения (НКЗП) и комплексного импеданса звукопоглощающих материалов и конструкций разработан новый метод определения импеданса [1, 2].

При использовании метода акустической передаточной функции для теоретического обоснования методики измерений запишем, следуя Л. Беранеку [3], величину звукового давления в трубе акустического интерферометра при измерении НКЗП и импеданса акустических конструкций, характеризующую падающие и отраженные звуковые волны, определим по формуле

$$|P| = B |\operatorname{ch} 2(\beta x_i + \Psi_i) + \cos 2(kx_i + \Psi_i)|^{0.5}, \quad (1)$$

где β — коэффициент затухания звуковой волны в трубе, который пренебрежимо мал, тогда $\beta = 0$; x — координата, отсчитывается от лицевой поверхности образца в направлении к источнику звука.

При рассмотрении акустической передаточной функции перепад звукового давления в произвольных микрофонных позициях x_1 , x_2 , x_3 с учетом $\beta = 0$ и согласно формуле (1) равен

$$\begin{aligned} P_{x_1}^2 &= B^2 |\operatorname{ch} 2\Psi_i + \cos 2(kx_1 + \Psi_i)|; \\ P_{x_2}^2 &= B^2 |\operatorname{ch} 2\Psi_i + \cos 2(kx_2 + \Psi_i)|; \\ P_{x_3}^2 &= B^2 |\operatorname{ch} 2\Psi_i + \cos 2(kx_3 + \Psi_i)|. \end{aligned} \quad (2)$$

Путем некоторых простых преобразований, вычитая значения звуковых давлений P_i в различных микрофонных позициях x_i и раскрыв разность косинусов, получаем:

$$\begin{aligned} P_{x_2}^2 - P_{x_1}^2 &= -2B^2 \sin[k(x_1 + x_2) + 2\Psi_i] \sin[k(x_1 - x_2)]; \\ P_{x_3}^2 - P_{x_1}^2 &= -2B^2 \sin[k(x_1 + x_3) + 2\Psi_i] \sin[k(x_1 - x_3)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Разделив отношения разности звуковых давлений и раскрыв значения синуса, получим

$$\frac{P_{x_2}^2 - P_{x_1}^2}{P_{x_2}^2 - P_{x_1}^2} = \frac{\sin[k(x_1 + x_2)] \cos 2\psi_2 + \cos[k(x_1 + x_2)] \sin 2\psi_2}{\sin[k(x_1 + x_2)] \cos 2\psi_2 + \cos[k(x_1 + x_2)] \sin 2\psi_2} \cdot \frac{\sin[k(x_1 - x_2)]}{\sin[k(x_1 - x_2)]}$$

откуда

$$\frac{P_{x_2}^2 - P_{x_1}^2}{P_{x_2}^2 - P_{x_1}^2} = \frac{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2}{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2} \cdot \frac{\cos[k(x_1 + x_2)] \cdot \sin[k(x_1 - x_2)]}{\cos[k(x_1 + x_2)] \cdot \sin[k(x_1 - x_2)]} \quad (4)$$

Следовательно,

$$\frac{\left(\frac{P_{x_2}}{P_{x_1}}\right)^2 - 1}{\left(\frac{P_{x_2}}{P_{x_1}}\right)^2 - 1} = \frac{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2}{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2} \cdot \frac{\sin[k(x_1 - x_2)] \cdot \cos[k(x_1 + x_2)]}{\sin[k(x_1 - x_2)] \cdot \cos[k(x_1 + x_2)]} \quad (5)$$

Преобразуя произведение синуса и косинуса, получаем

$$\frac{\cos[k(x_1 + x_2)] \cdot \sin[k(x_1 - x_2)]}{\cos[k(x_1 + x_2)] \cdot \sin[k(x_1 - x_2)]} = \frac{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2}{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2} \quad (6)$$

На основании формулы (5) и обозначая $N_1 = P_{x_2}/P_{x_1}$ и $N_2 = -P_{x_2}/P_{x_1}$, можно записать

$$\frac{N_1^2 - 1}{N_2^2 - 1} = \frac{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2}{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2} \cdot \frac{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2}{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2} \quad (7)$$

Обозначая

$$A = \frac{N_1^2 - 1}{N_2^2 - 1}; \quad B = \frac{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2}{\sin 2kx_1 + \sin 2kx_2},$$

на основании (7) имеем

$$A = \frac{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2}{\operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] + \operatorname{tg} 2\psi_2} \cdot B \quad (8)$$

Преобразуя (8), получим

$$\operatorname{tg} 2\psi_2 = \frac{B \cdot \operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] - A \cdot \operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)]}{A - B} \quad (9)$$

Откуда сдвиг фазовых углов определяется

$$\psi_2 = 0,5 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{B \cdot \operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)] - A \cdot \operatorname{tg}[k(x_1 + x_2)]}{A - B} \right\} \quad (10)$$

Зная значения перепада звуковых давлений $N_1 = P_{x_2}/P_{x_1}$; $N_2 = -P_{x_2}/P_{x_1}$, на основании формул (2) получим

$$N_1^2 = \left(\frac{P_{x_2}}{P_{x_1}}\right)^2 = \frac{\operatorname{ch} 2\psi_2 + \cos[2(kx_2 + \psi_2)]}{\operatorname{ch} 2\psi_2 + \cos[2(kx_1 + \psi_2)]} \quad (11)$$

Преобразуя предыдущее уравнение, имеем:

$$\operatorname{ch} 2\psi_1 = \frac{\cos|2(kx_{2,3} + \psi_2)| - N_{1,2}^2 \cos|2(kx_1 + \psi_2)|}{N_{1,2}^2 - 1}; \quad (12)$$

$$\psi_1 = 0,5 \operatorname{Arch} \frac{\cos|2(kx_{2,3} + \psi_2)| - N_{1,2}^2 \cos|2(kx_1 + \psi_2)|}{N_{1,2}^2 - 1}.$$

Известно, что $\operatorname{arsh} \varphi_{1,2} = \ln[\varphi_{1,2} + (\varphi_{1,2}^2 - 1)^{1/2}]$ при φ_1, x_1, x_2 и N_1 и при φ_2, x_2, x_3, N_2 , причем $\varphi > 1$.

Следовательно, согласно (12), имеем

$$\psi_1 = 0,5 \ln[\varphi_{1,2} + (\varphi_{1,2}^2 - 1)^{0,5}]. \quad (13)$$

Для повышения точности и автоматизации процессов определения нормального коэффициента звукопоглощения и комплексного импеданса конструкций измеряют уровни звукового давления, оцениваемого спадом звуковых давлений $P_{x_1}(f), P_{x_2}(f), P_{x_3}(f)$, осуществляемым в трех произвольно выбранных фиксированных микрофонных позициях с координатами точек x_1, x_2, x_3 , определяют акустические передаточные функции $N_1 = P_{x_2}(f)/P_{x_1}(f), N_2 = P_{x_3}(f)/P_{x_2}(f)$, рассчитывают численные значения изменений амплитуды и фазы ψ_1, ψ_2 ; активные и реактивные компоненты комплексного импеданса и КЗП материалов и конструкций определяют по формулам:

$$\frac{R(f)}{\rho c} = \frac{\operatorname{th} \psi_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \psi_2)}{\operatorname{th}^2 \psi_1 + \operatorname{tg}^2 \psi_2}, \quad \frac{Y(f)}{\rho c} = \frac{\operatorname{th} \psi_2 (1 - \operatorname{tg}^2 \psi_1)}{\operatorname{th}^2 \psi_1 + \operatorname{tg}^2 \psi_2}. \quad (14)$$

Здесь $R(f), Y(f)$ даны в долях волнового сопротивления воздуха ρc .

Использование предлагаемого способа позволяет по изменениям амплитуды и фазовых углов ψ_1 и ψ_2 рассчитать активные и реактивные компоненты $R(f), Y(f)$ импеданса, а этим самым коэффициент звукопоглощения $\alpha(f)$ акустических элементов и конструкций

$$\alpha(f) = \frac{4R(f)}{[R(f) + 1]^2 + Y^2(f)}. \quad (15)$$

Если первая измерительная точка x_1 выбирается непосредственно у образца, нужно сделать следующие преобразования:

$$x_1 = 0 \Rightarrow P_1 \rightarrow P_0; P_2 \rightarrow P_1; x_2 \rightarrow x_1; x_3 \rightarrow x_2; N_1 = \frac{P_{x_1}}{P_{x_0}}.$$

$$\begin{aligned} \text{Согласно (12) и (13) имеем: } B &= \sin kx_1 \cdot \cos kx_1 / \sin kx_2 \cdot \cos kx_2 = \\ &= \sin 2kx_1 / \sin 2kx_2; \operatorname{ch} 2\psi_1 = \frac{\cos 2(kx_1 - \psi_2) - N_2^2 \cos 2(kx_2 - \psi_2)}{N_2^2 - 1} \end{aligned}$$

Тогда

$$\operatorname{tg} 2\psi_1 = \frac{B \cdot \operatorname{tg} kx_1 - A \cdot \operatorname{tg} kx_2}{B - A}. \quad (16)$$

В выражения (12) входят значения $\text{th}\Psi_1$, $\text{tg}\Psi_2$, тогда из формул (12) и (13) нет надобности определять обратные функции. Можно найти функции половинного аргумента для подстановки в (14) и (15) или преобразовать соответствующие функции к двойному аргументу.

Известно, что $\text{tg}2\Psi_2 = 2\text{tg}\Psi_2 / (1 - \text{tg}^2\Psi_2)$, преобразуя и решая как квадратное уравнение тангенса, получим

$$\text{tg}^2\Psi_2 + \frac{2\text{tg}\Psi_2}{\text{tg}2\Psi_2} - 1 = 0; \quad \text{tg}\Psi_2 = \frac{\pm[(\text{tg}^22\Psi_2 + 1)^{0.5} - 1]}{\text{tg}2\Psi_2}. \quad (17)$$

Подставляя значения $\text{tg}2\Psi_2$ из выражения (12) и (13) в формулу, после некоторых преобразований получим

$$\text{tg}\Psi_2 = \frac{(B-A) \pm \{(B-A)^2 + [B \cdot \text{tg}k(x_1+x_2) - A \cdot \text{tg}k(x_1+x_2)]^2\}^{0.5} - (B-A)}{|B-A| [B \text{tg}k(x_1+x_2) - A \text{tg}k(x_1+x_2)]}. \quad (18)$$

Аналогичные преобразования сделаем для $\text{th}\Psi_1$.

$$\text{th}\Psi_1 = (\text{ch}2\Psi_1 - 1) / \text{sh}2\Psi_1 = (\text{ch}2\Psi_1 - 1) / (\text{ch}^22\Psi_1 - 1)^{0.5}; \quad (19)$$

$$\text{th}\Psi_1 = [(\text{ch}2\Psi_1 - 1) / (\text{ch}2\Psi_1 + 1)]^{0.5}.$$

Подставляя значения (2) в выражение (19), имеем

$$\text{th}\Psi_1 = \left\{ \frac{|\cos2(kx_1 - \Psi_2) + 1| - N_2^2 |\cos2(kx_1 - \Psi_2) + 1|}{|\cos2(kx_1 - \Psi_2) - 1| - N_2^2 |\cos2(kx_1 - \Psi_2) - 1|} \right\}^{0.5}. \quad (20)$$

Таким образом, $\text{tg}\Psi_2$ и $\text{th}\Psi_1$ можно непосредственно подставить в (12) при определении импедансных характеристик, не выполняя операции обратных функций arctg , Arch . При измерении звукового давления P_{r1} , P_{r2} , P_r в дБ в различных микрофонных позициях уровни звукового давления характеризуются: $L_{P_{r1}} = 20 \lg \frac{P_{r1}}{P_0}$, дБ

$$L_{P_1} - L_{P_2} = 20 \left(\lg \frac{P_1}{P_0} - \lg \frac{P_2}{P_0} \right); \quad \Delta L = 20 \lg \frac{P_1}{P_2}; \quad 10^{0.05 \Delta L} = \frac{P_1}{P_2}. \quad (21)$$

Откуда $N = 10^{0.07(L_{P_{r1}} - L_{P_{r2}})}$; $N = P_{r1} / P_{r2}$;

$$D_1 = 0.05(L_{P_{r1}} - L_{P_{r2}}); \quad D_2 = 0.05(L_{P_{r2}} - L_{P_{r1}}). \quad (22)$$

Следовательно: $N_1 = 10^{D_1}$; $N_2 = 10^{D_2}$; $D_1 = 0.05(P_{r1} - P_{r2})$;

$$|\cos2(kx_{12} - \Psi_2) - N_2^2 \cos2(kx_{12} - \Psi_2)| \geq (N_2^2 - 1);$$

$$N_2^2 \leq \frac{\cos2(kx_{12} - \Psi_2) + 1}{\cos2(kx_{12} - \Psi_2) - 1} \approx 2; \quad 0 \leq N_2 = \frac{P_{x_{12}}}{P_{x_{10}}} \leq 1.41 \Rightarrow \varphi \geq 1.0. \quad (23)$$

Согласно (23), имеем $10^{D_1} \leq 1.41$; $D_1 = \lg \sqrt{2} \approx 0.15$; $D \leq 0.15 \Rightarrow \varphi \leq 1$; $10^{D_1} \leq 10^{0.15} \Rightarrow \varphi \geq 1$.

Коэффициент звукопоглощения $\alpha(f)$ при нормальном падении звуковой волны можно определить по значениям $\text{th}\Psi_1$, $\text{tg}\Psi_2$, зная R , $Y(f)$.

т.е. выразим $\alpha(f)$ через Ψ_1, Ψ_2 . Подставив значения $R, Y(f)$ в $\alpha(f)$ и обозначив $\operatorname{th}^2 \Psi_1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2 = \Phi$, получим

$$\alpha(f) = - \frac{\operatorname{th} \Psi_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2)}{\Phi \left| 1 + \frac{2 \operatorname{th} \Psi_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2)}{\Phi} + \frac{\operatorname{th}^2 \Psi_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2)^2 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2 (1 + \operatorname{th}^2 \Psi_1)^2}{\Phi^2} \right|}. \quad (24)$$

После преобразования знаменателя выражение в квадратных скобках будет равно $\Phi^{-1}(1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2)(1 + 2 \operatorname{th} \Psi_1 + \operatorname{th}^2 \Psi_1)$.

$$\text{Откуда } \alpha(f) = \frac{4 \operatorname{th} \Psi_1}{1 + 2 \operatorname{th} \Psi_1 + \operatorname{th}^2 \Psi_1} \quad \text{или} \quad \alpha(f) = \frac{4}{2 + \operatorname{th} \Psi_1 + \operatorname{th}^{-1} \Psi_1}. \quad (25)$$

При стандартном методе измерений, согласно ГОСТу, имеем:

$$\alpha(f) = \frac{4}{(2 + N + N^{-1})}; \quad N = \frac{P_{\max}}{P_{\min}} \quad \text{или} \quad N_{1,2} = \frac{P_{x_{1,2}}}{P_{x_0}}. \quad (26)$$

Следовательно, при упрощенном методе измерений КЗП амплитуды имеем $N = \operatorname{th} \Psi_1 = \frac{P_{x_{1,2}}}{P_{x_0}}$. Тогда формула (14) приобретает вид:

$$\frac{R, Y(f)}{\rho c} = \frac{N_{1,2} (1 \pm \operatorname{tg}^2 \Psi_2)}{N_1^2 + \operatorname{tg}^2 \Psi_2}; \quad \frac{R, Y(f)}{\rho c} = \frac{N_{1,2}^2 (1 \pm \Psi_2^2)}{N_1^2 + \Psi_2^2}. \quad (27)$$

Для расчета КЗП и импеданса акустических конструкций была составлена программа ЭВМ для значений (15) и (26) при подстановке формул (12) и (13), а затем (15) и (20) в выражение (24). Программы новых методов акустических измерений активных $R(f)$ и реактивных $Y(f)$ компонент, импеданса и КЗП составлены на алгоритмическом языке «Cu-Si» под управлением операционной системы MS-DOS. Графики построены на печатающем устройстве марки «PANASONIC», включенном в состав персональной ЭВМ, IBM/PC AT (286). Предлагаемые методики определения погрешности измерений и расчета характеристик звукопоглощения находятся в пределах акустических измерений.

Ереванский архитектурно-строительный институт

ՅՈՒ. Ա. ԴԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՄԱՆՈՒԶԱՐՅԱՆ, Բ. ՅՈՒ. ԴԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ռեզոնանսային կոնստրուկցիաների ակուստիկական բնութագրերի
որոշումը ցածր հաճախության տիրույթում

Իտարկված է ռեզոնանսային կոնստրուկցիաների իմպեդանսի և ձայնակլանման գործակցի (ԶԳ) չափումների մեթոդը ցածր հաճախության տիրույթում:

Ցույց է տրված զույգբյուտն ունեցող մեթոդների նկատմամբ զերր բերված մեթոդի առավելությունները, որը բնութագրվում է իմպեդանսի և ձայնակլանման

ման գործակցի (ՉԴ) չափումների բարձր ճշտությամբ և հրեւոյթների ավտոմատացումով:

Ստացված մեծությունները (10, 12, 18, 20) տեղադրելով (14, 15, 24, 25, 27) բանաձևերում հնարավոր է հաշվարկել ցածր հաճախության ռեզոնանսային կոնստրուկցիաների իմպեդանսը ՉԴ-ը, հրք նախագծվում և պատրաստվում են շինարարական ակուստիկական կոնստրուկցիաները:

Իմպեդանսի բնութագրի հաշվարկի և չափման սխալմունքի որոշման հնարավորությունը մեթոդները գտնվում են ակուստիկական չափումների հնարավորության սահմաններում:

ЛИТЕРАТУРА—ՔՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. С. 1458714 СССР, G 01 Н 15/00. Способ измерения КЗП и импеданса звукопоглощающих конструкций/Ю. А. Гаспарян, Ю. М. Чудинов, Л. А. Борисов, Б. Ю. Гаспарян, С. А. Маргарян, Б. Н. № 6, —Зс. Опубл. 15.02.89.
2. Л. А. Борисов, Ю. М. Чудинов, Т. П. Борисова, Сборник трудов НИ ИСФ, М., с. 17—23, 1987.
3. Л. Беранек, Акустические измерения, ИЛ, 1952, с. 627.

УДК 616.98.518.835.26

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

А. С. Агабалян, Р. А. Захарян, А. П. Макарян
член-корреспондент НАН Армении К. Г. Карагезян

Стимуляция неспецифической резистентности организма
препаратами низкомолекулярных экзогенных РНК

(Представлено 7/VII 1994)

В настоящее время отмечается возросший интерес к препаратам низкомолекулярных РНК, обладающих широким спектром биологического действия [1—4]. Показано повышение антиинфекционной резистентности мышей как при профилактическом, так и терапевтическом применении гетерологичной РНК и нуклеината натрия [5, 6]. В условиях их действия отмечается повышение фагоцитарной активности поли- и мононуклеаров, проявление выраженного детоксицирующего эффекта [7—9], и в последующем, согласно нашим наблюдениям,—противоопухолевого эффекта на фоне применения двухспиральной РНК (дсРНК) и способности к стимулированию процессов регенерации и репарации тканей [10, 11]. Помимо отмеченного, РНК способствует также формированию прививочного иммунитета, индуцированию в привитом организме повторной иммунологической реакции, повышению эффективности ряда антибиотиков, используемых при лечении смешанной инфекции у мышей, и др. [8, 9, 12].

Целью настоящего исследования являлось изучение влияния кальцевого преципитата дсРНК на формирование неспецифической резистентности организма.

Подсчет форменных элементов крови, количества альбумина, белковых фракций, определение активности ферментов у животных (беспородные белые мыши и крысы) проводили по общепринятым методам [13]. Методика приготовления кальцевого преципитата дсРНК (Са-дсРНК) описана в работе [8].

Изучение эффектов внутрибрюшинно введенного Са-дсРНК в концентрации 5 и 10 мг/мышь в течение 15 и 30 дней на сдвиги состава форменных элементов крови показало изменение общего количества лейкоцитов и лимфоцитов независимо от времени и дозы примененного препарата.

Отмеченное нами увеличение числа лимфоцитов до $14,4 \pm 0,83$ при $8,32 \pm 0,42$ в контроле объясняется возможной стимуляцией им-

мунной системы животных с усилением иммунного ответа организма. Изучение особенностей формирования последнего на мышах линии СВА и BALB/С, иммунизированных эритроцитами крыс в субтимальных дозах и Са-дсРНК в дозе 10 мкг/мышь, позволило констатировать значительное повышение титров антител и количества антителообразующих клеток (АОК) в селезенке, особенно на 4—5 день после иммунизации в сочетании с наиболее высокими значениями АОК (4000 и 100 по сравнению с 60 и 10, полученными после иммунизации мышей только эритроцитами).

Как явствуют результаты, отраженные в табл. 1, при экспериментальной анемии, вызванной однократным введением крысам 2%-ного фенилгидрозина (ФГ), введение Са-дсРНК сопровождается полным восстановлением количественного состава форменных элементов крови и высоким процентом выживаемости.

Таблица 1

Влияние Са-дсРНК на выживаемость крыс с экспериментальной анемией

Материал	Количество животных											
	Сроки наблюдения, сутки											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Контроль (n=15)	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15
ФГ (n=15)	15	15	10	4	1	—	—	—	—	—	—	—
ФГ+Са-дсРНК (n=15)	15	15	15	15	15	13	13	12	11	11	11	11

Согласно данным таблицы, выживаемость животных, леченных Са-дсРНК, к концу срока наблюдения колеблется в пределах 73—75%, в то время как у не получавших препарата выживаемость составляла всего 6,6%, да и то уже на 5 сутки после введения ФГ.

Таблица 2

Влияние Са-дсРНК на активность ферментов и концентрацию сывороточных белков

Материал	Активность ферментов (Е л) × 10					Концентрация сывороточных белков × 10				
	ЩФ	АСТ	АЛТ	ЛДГ	КФК	А	α ₁	α ₂	β	γ
Контроль (интактные животные)	22.5	1.15	1.50	21.2	23.7	3.1	0.47	0.75	0.96	0.44
Интakтные животные + Са-дсРНК	31.9	4.20	4.81	29.0	35.6	4.4	0.78	1.37	2.25	1.20

В исследованиях по изучению влияния Са-дсРНК на активность ряда ферментов и концентрацию сывороточных белков животных установлено значительное повышение активности исследованных ферментов и концентрации сывороточных белков (табл. 2). Вместе с тем показано существенное, примерно двухкратное, возрастание бактерицидной активности крови, определенной по отношению к E. Coli при введении оптимальной концентрации препарата Са-дсРНК.

Таким образом, полученные результаты позволяют прийти к однозначному заключению о стимулирующем действии кальцевого преципитата дсРНК на формирование иммунного ответа организма с повышением активности ферментов и количественного содержания сыпороточных белков, стимулированием бактерицидной активности крови. Описанные сдвиги обуславливают эффект значительного повышения неспецифической резистентности организма и упорядочения нарушенного статуса биохимической активности организма.

Институт молекулярной биологии
НАН Армении

Ա. Ս. ԱՂԱՐԱՆՅԱՆ, Ռ. Ա. ԶԱՔԱՐՅԱՆ, Ա. Փ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ,
Հայաստանի ԳԱԱ թղթակից անդամ Կ. Գ. ԿԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ

Ուղանիզմի ոչ սպեցիֆիկ կայունության խթանումը ցածր մոլեկուլային էկզոզեն եթ-ՌՆՏ-ի պրեպարատներով

Առիթմանքը նվիրված է օրգանիզմի ոչ սպեցիֆիկ կայունության բարձրացման հնարավորության ուսումնասիրությանը էկզոզեն եթ-ՌՆՏ պրեպարատներով: Ցույց է տրված, որ կենդանիներին 5—10 մկգ ՌՆՏ պրեպարատները ներորոգվայնային ներմուծելիս նրանց մոտ նկատվում է լիմֆոցիտների բանակի բարձրացում, անեմիզացված կենդանիների մոտ՝ արյան պատկերի լրիվ վերականգնում, 75 տոկոսանոց ապրելունակությունը համեմատած ոչ բուժված ստուգիչ կենդանիների հետ, հակամարմինների տիտրի և ՀԿԲ բանակի էական բարձրացում:

Գրանցված է կենդանիների որոշ ֆերմենտների ակտիվություն, շիճուկային սպիտակուցների կոնցենտրացիայի բարձրացում: Բացահայտվել է արյան բակտերիցիդ ակտիվության ուժեղացում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. С. Агабян, О. Я. Давтян и др., Биол. журн. Армении, № 2, с. 145—148 (1990).
2. А. С. Агабян, О. Я. Давтян, ДАН АрмССР, т. 87, № 1, с. 31—35 (1989).
3. А. С. Агабян, А. Ф. Казанчян и др. ДАН АрмССР, т. 77, № 5, с. 228—231 (1983).
4. К. А. Бакуиц, М. Г. Геворкян и др., Вопр. мед. химии, № 2, с. 35—39 (1990).
5. Р. А. Захарян, Н. П. Месропян и др., Экспер. онкология, № 3, с. 53—56 (1985).
6. М. В. Земсков, С. Я. Дьячкова и др., ЖМЭИ, № 12, с. 75—79 (1981).
7. А. М. Земсков, Микробиол. журн, № 2, с. 219—225 (1980).
8. А. М. Земсков, С. М. Сулейманов и др., ЖМЭИ, № 12, с. 88—93 (1981).
9. Д. Н. Лазарев, Е. К. Алехин, Стимуляторы иммунитета, М., Медицина, 1985.
10. А. С. Агабян, Л. У. Назаров и др., ДАН Армении, т. 94, № 3, с. 173—177 (1993).
11. А. С. Агабян, Л. А. Рухян и др., ДАН АрмССР, т. 88, № 2, с. 93—96 (1989).
12. Р. А. Захарян, Ж. И. Акопян и др., ДАН АрмССР, т. 80, № 4, с. 185—187 (1985).
13. В. Г. Колб, В. С. Камышинков, Справочник по клинической химии, М., Медицина, 1982.

ЗООЛОГИЯ

УДК [654+632.7]:[632.72+634.1/.7]

А. А. Азизян, А. С. Акопян

Использование генетического метода борьбы с яблонной
плодожоркой в условиях Армении

(Представлено академиком НАН Армении С. О. Мовсесяном 4/VIII 1993)

В новом генетическом методе борьбы с яблонной плодожоркой, разработанном в лаборатории генетики Института зоологии НАН РА [1], использовано явление так называемого бесплодия, при котором бесплодие облученных родителей проявляется и даже усиливается в дочернем поколении [2—5]. Так, при облучении самцов яблонной плодожорки субстерилизующими дозами наблюдается высокий процент гибели яиц, отложенных самками, спарившимися с самцами F_1 [6—9]. Ранее в модельных и полевых экспериментах было показано, что интродукция частично стерилизованных чешуекрылых в природную популяцию приводит к более эффективному подавлению ее численности в ряду поколений, чем выпуск полностью стерилизованных насекомых [10, 11]. Согласно модельным экспериментам Книплинга, при выпуске частично бесплодных насекомых подавление численности природной популяции может поддерживаться на протяжении трех поколений вследствие наследования стерилизующего эффекта, и максимальной плотности популяции следует ожидать только к седьмому поколению, в то время как при интродукции полностью бесплодных самцов численность потомства снижается только в одном поколении [12].

Имеющиеся в литературе сведения в основном описывают результаты, полученные при выпуске стерилизованных или частично стерилизованных взрослых особей. Следует отметить, что облучение имаго резко сокращает их конкурентоспособность [13], что снижает эффективность метода. Разработанный нами метод основан на интродукции в природную популяцию вредителя наследственно-дефективных самцов, потомства интактных самок и самцов, облученных гамма-радиацией в субстерилизующей дозе. Наследственно-дефективный (НД) биоматериал переносят в сад на стадии диапаузирующих гусениц, что позволяет синхронизировать развитие интродуцированных особей с природной популяцией, увеличить их конкурентоспособ-

ность и сократить кратность выпуска, что резко уменьшает стоимость всех мероприятий.

В настоящем сообщении изложены результаты использования вышеописанного метода генетической борьбы с яблонной плодовой жоркой в разных климато-географических зонах. Работа была осуществлена в Армении, в Араратской долине и Мартунинском районе.

Для приготовления ИД биоматериала использовали особей из природной популяции яблонной плодовой жорки, что исключает необходимость реадaptации лабораторной линии насекомых к естественным условиям обитания [14]. Бабочек-самцов облучали гамма-лучами (^{60}Co , мощность 50 p/c) до интегральной дозы 8 крад. Облученных самцов ставили на скрещивание с интактными самками в полиэтиленовых садках в соотношении 3♂:24. Потомство содержали на диких яблоках при коротком фотопериоде для получения диапаузирующих гусениц. После завершения питания гусениц разделяли по полу и самцов переводили из гофрированного картона, свернутого в рулон. Рулоны с гусеницами-самцами размещали в контейнеры из водонепроницаемой бумаги, которые зимой развешивали в опытных садах на ветках яблонь на разной высоте. Предварительно подсчитывали зимующий запас гусениц в садах, в течение лета предыдущего года, с помощью ловчих поясов и ловчего полотна. ИД биоматериал интродуцировали в соотношении к природному 18:1. Сезонную динамику лета бабочек в садах изучали стационарно с помощью феромоновых ловушек, установленных с расчетом 1 ловушка на 1 га. Изучение динамики лета ИД и природных особей проводили в садках. В течение сезона в опытном саду и в эталоне (сад, в котором проводились стандартные мероприятия по химической борьбе) проводили учет поврежденности плодов на ветках, анализировали динамику завивки коконов в ловчих поясах, количество падалицы и ее зараженность на модельных деревьях.

Осенью выпуск ИД биоматериала был осуществлен в Араратской долине, в яблоневом саду площадью 2 га. Выпущено 19,6 тыс. особей-самцов. В опытном саду химическая борьба против яблонной плодовой жорки не проводилась, а в эталонном саду проведено 5 химических опрыскиваний против яблонной плодовой жорки. Обнаружено (рис. 1), что лет бабочек в опытном и эталонном садах начался практически одновременно. Полученные результаты свидетельствуют об интенсивном лете интродуцированных ИД самцов в мае и в начале июня и его завершении в третьей декаде июня. После прекращения лета ИД самцов продолжение кривой 1 демонстрирует лет бабочек последующих поколений в опытном саду. Низкое число бабочек первого поколения в опытном саду свидетельствует об активном спаривании интродуцированных ИД самцов с природными самками, в результате чего наблюдается снижение численности их потомства. В эталоне численность бабочек первого поколения, напротив, возрастает по сравнению с зимующей популяцией и намного превышает тако-

вую в опытном саду. Численность второго поколения понижена в эталоне в результате многократных химических опрыскиваний, а в опыт-

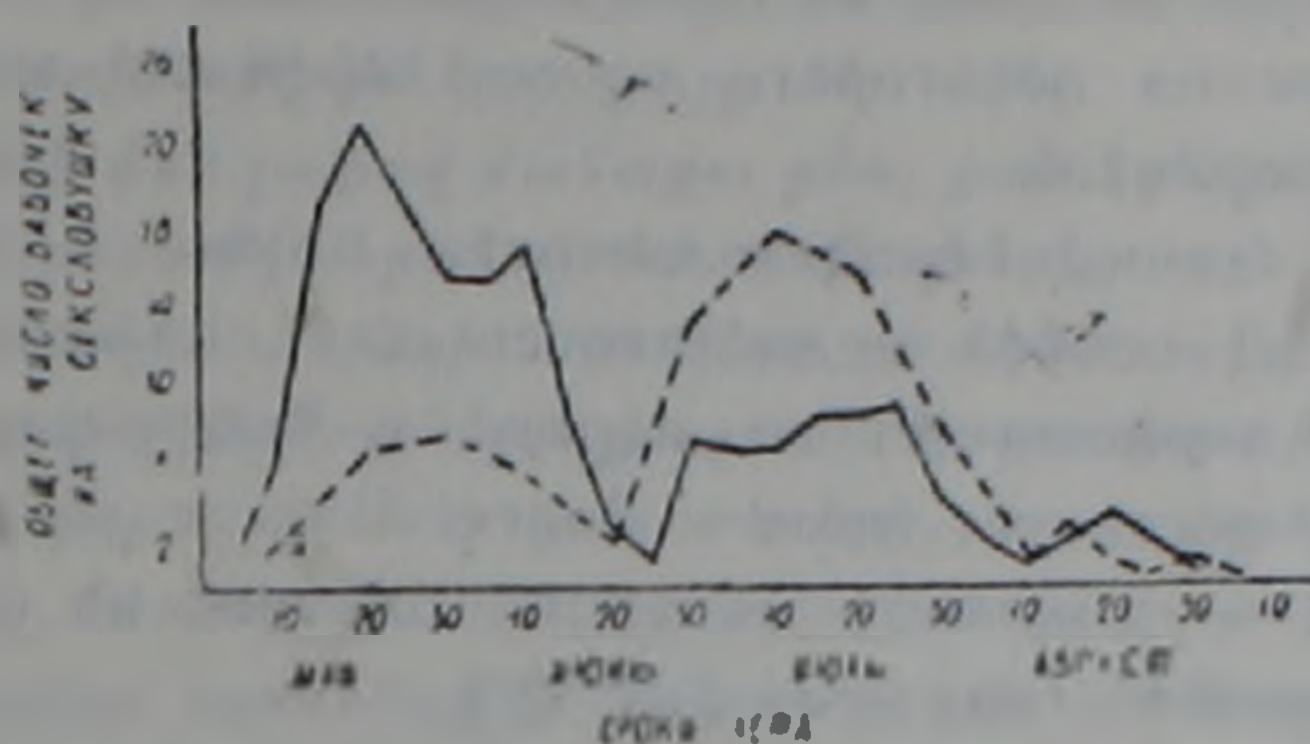


Рис. 1. Динамика лета бабочек в опытном саду и в эталоне: I—опытный сад, II—эталон

ном саду начинает нарастать, вероятно, за счет сохранившихся в саду нормальных особей и возможного залета бабочек с соседних участков. За весь период лета бабочек в обоих садах наблюдается три пика. Изучение лета насекомых в контрольных садках показало совпадение его динамики для НД самцов и природных особей, что свидетельствует о высокой синхронности их развития.

При проведении анализа динамики поврежденности плодов оказалось (рис. 2), что зараженность плодов в опытном саду к концу

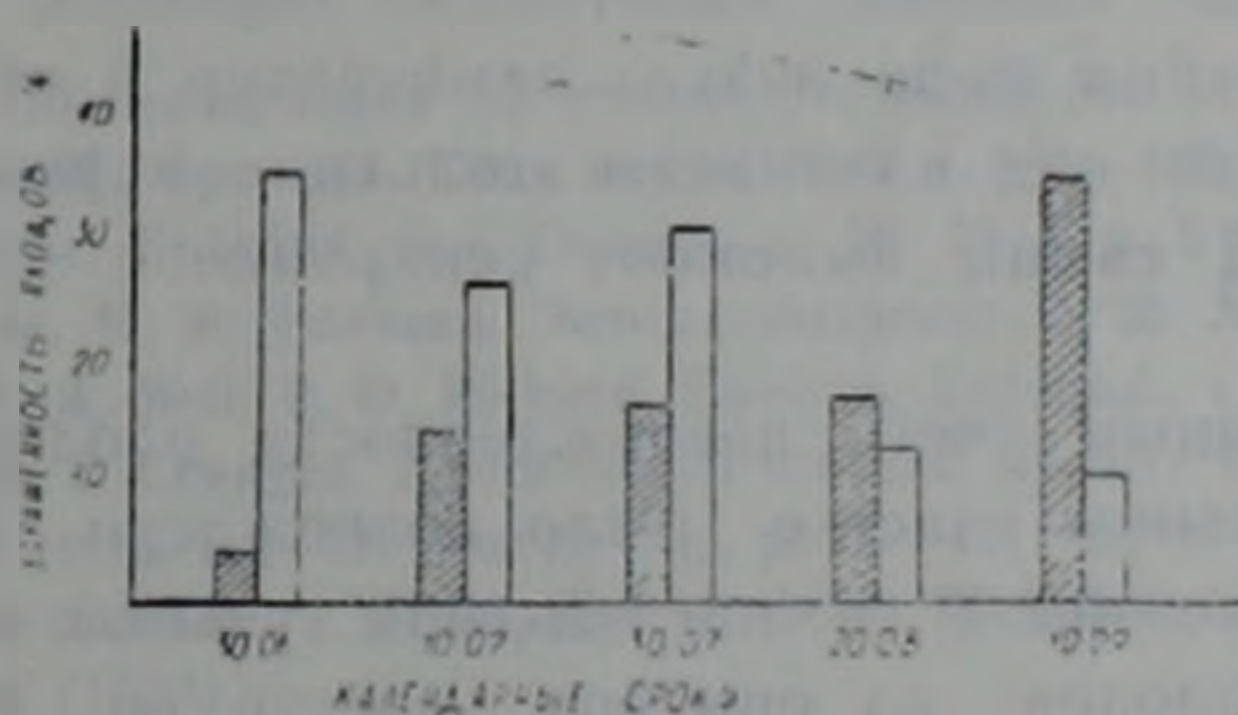


Рис. 2. Динамика заражения плодов в саду и в эталоне, заштрихованные столбцы—опытный сад, белые столбцы—эталон

июня ниже, чем в эталоне, в 10 раз (3,5 против 35,2%). Отметим, что согласно данным других исследователей [15, 16] к этому времени поврежденность плодов яблони в исследованном районе составляет 40—96%. Снижение поврежденности плодов в опытном саду свидетельствует об эффективности выпуска НД биоматериала против постдиapaузного поколения, так как известно, что поврежденность плодов яблонной плодовой жоркой в первой половине сезона обуславливается перезимовавшими вредителями [17].

К середине июля поврежденность плодов в опытном саду увеличивается за счет гусениц второго поколения. В дальнейшем идет нарастание поврежденности плодов, которая при сборе урожая составляет 33,3%. По литературным данным [16], поврежденность плодов в Араратской равнине к этому сроку достигает 90—100%. Обнару-

женный факт понижения поврежденности плодов в съёмном урожае несомненно следует отнести за счет подавления первой генерации вредителя и сохранения некоторого уровня эффекта летального груза в последующих генерациях.

Полученные данные свидетельствуют также о том, что однократный выпуск ИД особей недостаточен для снижения вредоносности плодовой плодожорки до экономического порога в природных условиях, где число генераций достигает двух и более. Вместе со сказанным следует иметь в виду возможность миграции бабочек из соседних участков сада, обработанных пестицидами [18, 19].

Следующий выпуск ИД биоматериала был осуществлен в Мартунинском районе, где яблонная плодовая плодожорка развивается в одном поколении. Осенью в опытный сад площадью в 2 га интродуцирован ИД биоматериал в количестве 16 тыс. самцов. В том же саду на отдаленных друг от друга участках был взят контрольный участок (1 га) без химического опрыскивания и эталон с двумя химическими обработками против яблонной плодовой плодожорки.

В иных природных условиях ИД самцы и природные особи также вылетают синхронно, как в Араратской долине, за исключением ранних сроков. Лет бабочек природной популяции начался 5 июня, в то время как ИД самцы стали вылетать с 13 июня. Этот интервал не существен, так как бабочки, вылетевшие первыми, не спариваются и не откладывают яйца из-за низких температур в вечерние часы (менее 16°). Откладка яиц начинается только с первых чисел июля. В последующем ИД самцы вылетают синхронно с природными бабочками.

Согласно данным учета поврежденности плодов при сборе урожая на контрольном участке было повреждено 18,8 % плодов, на эталонном участке—0,2 % и на опытном участке—1,2 %. Снижение поврежденности плодов на опытном участке по отношению к контролю достигло 93,6 %.

Результаты опыта однозначно свидетельствуют о высокой эффективности разработанного метода генетической борьбы с яблонной плодовой плодожоркой и возможности его использования в производственных условиях для снижения вредоносности яблонной плодовой плодожорки ниже экономического порога в климатических зонах с одной генерацией насекомого в год.

Институт зоологии
НАН Армении

Ա. Ա. ԱՋԻՋՅԱՆ, Ա. Ս. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Հայաստանի պայմաններում խնձորենու պտղակերի դեմ պայքարի
գենետիկական մեթոդի օգտագործումը

Հայաստանի ԳԱԱ կենդանաբանության ինստիտուտի գենետիկայի լաբորատորիայում մշակվել է խնձորենու պտղակերի դեմ գենետիկական պայ-

քարի նոր մեթոդ: Համաձայն առաջարկված մեթոդի, բնական պոպուլյացիա թողնվում են խնձորենու պտղակերի ժառանգական արատավոր արուններ, որոնք հանդիսանում են ճառագայթներով մասամբ ամուլ և նորմալ էգերի սերունդը: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ այդ սերնդի արուները կրում են ավելի մեծ չափով մահացու բեռ, քան էգերը:

Գլխավոր տարբերությունը հայտնի մեթոդներից այն է, որ ժառանգորեն արատավոր առաջին սերնդի արուները բնական պոպուլյացիա են բաց թողնվում դիապաուզոդ թրթուրների փուլում՝ հնարավորություն բնօրինակով վերջիններին նախօրոք բաժանել ըստ սեռերի, ոգտագործելով նրանց մոտ գոյություն ունեցող մորֆոլոգիական դիմորֆիզմի առկայությունը և սինխրոնիզացնել արատավոր արուների թռիչքը բնական անհատների հետ, քանի որ նրանք միաժամանակ և միանման պայմաններում են անցկացնում դիապաուզան և վերակտիվացումը:

Այս մեթոդի կիրառումն իրականացվել է Արարատյան դաշտավայրում, որտեղ խնձորի պտղակերը զարգանում է երեք և ավելի սերնդով և Մարտունի շրջանում՝ մեկ սերնդով: Փորձարկումների արդյունքները հաստատեցին մշակված մեթոդի բարձր արդյունավետությունը խնձորենու պտղակերի դեմ, դրա հնարավոր գործարկումը արտադրական պայմաններում ու վնասվածության իջեցումը մինչև տնտեսական շեմը կլիմայական այն գոտիներում, որտեղ տարվա ընթացքում խնձորենու պտղակերը զարգանում է մեկ սերնդով:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. С. М. Саркисян, Сб. материалов по защите растений, М., с. 38—39, 1980.
2. Б. Л. Асатуров, С. Л. Фролова, Биол. журн. № 5, с. 861—888, 1935.
3. M. D. Proverbs, Proc. Entomol. Soc. Ontario, v. 92, № 1, p. 5—11 (1962).
4. М. А. Булыгинская, Н. В. Велчева, Энт. обозрение, т. 56, № 3, с. 515—528 (1977).
5. L. E. La Chance, R. A. Bell, R. D. Richard, Environ. Entomol., v. 2, p. 653—658 (1973).
6. A. Fossati, J. Stahl, J. Cranges. Application of induced sterility for control of lepidopterous population, Vienna, Int. At. Energy Ag., p. 41—47 (1971).
7. P. J. Charinillot, A. Fossati, J. Stahl, Extrait de la Recherche agron. en Suisse, v. 12, № 2/3, p. 181—188 (1973).
8. В. П. Приставко и др., Зоол. журн. т. 52, № 12, с. 1802—1808 (1973).
9. С. М. Саркисян, А. А. Азизян и др., Биол. журн. Армении, т. 31, № 9, с. 915—920 (1978).
10. D. T. North, G. G. Holt, J. Entomol., v. 61, № 4, p. 928—931 (1968).
11. M. D. Proverbs, Steril Insect Techn and Radiat in Insect Control, IAEA, Vienna, p. 85—89, 1982.
12. E. F. Knipling, BioScience, v. 20, № 8, p. 465—470 (1970).
13. А. И. Анисимов, Генетические и биофизические методы в защите растений, Л., с. 8—23, 1985.
14. А. И. Анисимов, I Всесоюзная конф. по промышленному разведению насекомых, Изд. Моск. ун-та, с. 7 (1986).
15. Г. М. Марджанян и др., Материалы сессии Закавказского совета по координации научно-исследовательских работ по защите растений, Тбилиси, с. 320—324, 1968.
16. С. А. Касумян, Материалы VI Закавказского совета по координации работ по защите растений, Тбилиси, с. 223—226, 1973.
17. В. М. Гребенникова, Защита плодовых культур от вредителей, Тр. Казахского н.-и. ин-та защиты растений, Алма-Ата, с. 14—18, 1978.
18. D. Jackson et al, Ann. Entomol. Soc. Amer., v. 72, № 3, p. 361—367 (1979).
19. Н. Г. Гарнага, А. П. Гомелько, Тезисы IX съезда ВЭО, ч. 1, Киев, с. 102—103, 1984.

УДК 611.616—076.4:116.9—092.6/9. 616—006.34.04

К. Р. Манвелян, М. М. Миракян, Р. А. Карапетян, Д. М. Даллакян

Некоторые данные об ультраструктуре микрососудов при раке молочных желез

(Представлено академиком НАН Армении О. Г. Баклаваджяном 7/VI 1994)

В литературе имеется ряд работ, сравнительно небольшой, посвященный изучению стромы опухоли при раке молочных желез, ее структурно-функциональных особенностей, роли сосудистого компонента [1—5], и очень мало, в которых исследование проводилось бы при помощи комплекса современных методик, хотя в настоящее время использование электронного микроскопа в диагностике и изучении органо-ткане- и цитоспецифических ультраструктурных признаков опухолей человека заняло прочные позиции [6—9].

Микроциркуляторное русло опухоли отличается по своей структуре от микроциркуляторного русла нормальных органов и тканей. Методом непрерывного введения радиоактивной метки [10] показано, что объем сосудистой сети, например в перевивных опухолях, удваивается от 20 до 2000 раз быстрее, чем в нормальных тканях, и в 2 раза быстрее, чем в ране. При помощи сосудов обеспечивается подведение к опухолевым клеткам питательных веществ и кислорода и удаление продуктов их метаболизма.

Кровеносные сосуды опухоли—это либо предсуществующие сосуды инвазированной ткани, либо вновь образованные при помощи почкования эндотелиальных клеток из предсуществующих, а по некоторым данным, и аутохтонно [11, 12].

Целью нашей работы является изучение стромы опухоли при раке молочной железы человека, в основном ультраструктуры микрососудов и переваскулярного пространства, играющих большую роль в генерализации опухолевого процесса.

Исследование проведено на материале, полученном у 20 больных. Непосредственно в операционном блоке кусочки опухолевой ткани фиксировали в 2.5%-ном растворе глутаральдегида на фосфатном буфере с pH—7.3 с последующей дофиксацией в 1%-ном растворе четырехоксида осмия на том же буфере. После дегидратации в ацетонах возрастающей концентрации кусочки заливали в смесь аралдита и

эпона. Ультратонкие срезы, которые были получены на шведском ультрамикротоме, контрастировали уранилацетатом и цитратом свинца и затем изучали в электронном микроскопе ТЕСЛА БС—500.

Изученные нами случаи дают основание констатировать весьма пеструю картину ультраструктурного строения капиллярного колена сосудистого русла. Эта особенность наблюдается также в отношении свободных клеточных элементов стромы при РМЖ, что, по-видимому, связано с наличием или отсутствием сопутствующих воспалительных и других процессов. Были выявлены сосуды, имеющие как нормальное строение стенок, состоящих только из эндотелиальных клеток, так и расширенные капилляры и полости в виде лакун, синусов различной величины и конфигурации, выстланных попеременно эндотелиальными и опухолевыми или только опухолевыми клетками. Часто просвет их бывает заполнен веществом белкового происхождения, имеющего мелкозернистое строение. Ввиду того, что проницаемость стенок этих сосудов нарушена, лакуны и окружающее их пространство часто бывают заполнены эритроцитами различной формы. Встречаются в них и опухолевые клетки.

Просветы нормальных, по-видимому, предсуществующих капилляров выглядят несколько расширенными, имеют почти всегда непрерывную эндотелиальную выстилку за счет плотных контактов, образованных между распластанными цитоплазматическими отростками соседних клеток. Цитоплазма и ядро эндотелиальных клеток характеризуются выраженной электронно-оптической плотностью. Цитоплазма сравнительно тонким слоем окружает ядро, однако тянется в длину на большие расстояния, за пределы соседних клеток. Эндоплазматическая сеть этих клеток скудная, встречаются так называемые псевдомитохондриальные фигуры, очень мало митохондрий с небольшим количеством крист. Ядра эндотелиальных клеток удлинённые с волнистыми контурами, часто оставляющие за собой длинный хвост; они имеют довольно темное, местами с просветлениями, ядрышко. Хроматин расположен в виде небольших глыбок по всей площади ядер.

Капилляры окружены соединительной тканью, содержащей большое количество коллагеновых волокон, проходящих в различных направлениях, иногда перекрещивающихся. Эти волокна часто вплотную подходят к эндотелиальным клеткам. Когда клеточный компонент базального слоя предсуществующих сосудов, представленный адвентициальными клетками, хорошо выражен, эндотелиальные клетки почти всегда оказываются четко отделенными от подлежащих перичитов выраженной прослойкой неясно структурированного вещества. Адвентициальные клетки, перичиты, также удлиненной формы, темного цвета, продольно вытянуты снаружи от эндотелиальных клеток. В цитоплазме выявляется сравнительно больше митохондрий. Ядра их овальной формы с одним или двумя ядрышками. По-

рицты очень редко встречаются в стенках новообразованных сосудов.

В зависимости от вида соединительной ткани (рыхлая или плотная) в ней встречаются различного вида клетки. В плотной соединительной ткани клетки сильно удлинены, близко прилегают друг к другу, расположены группами, узкие пространства между ними заполнены бесструктурным аморфным веществом, имеющим иногда зернистое строение, или коллагеновыми волокнами, проходящими в различных направлениях. В более рыхлой части соединительной ткани клетки расположены свободно, имеют более разнообразную форму, окружены толстым слоем бесклеточного соединительнотканного вещества, местами содержащего коллагеновые волокна. Там же встречаются другие клеточные формы, например гистиоциты, лейкоциты, гладкомышечные клетки.

В заключение следует отметить, что, так как вопросы кровоснабжения злокачественных опухолей мало изучены, приведенные нами данные об ультраструктурном строении капилляров, полученные при помощи трансмиссионного электронного микроскопа, в определенной степени расширяют наши представления о микроскопической организации сосудов в опухолях молочных желез человека.

Онкологический научный центр
им. В. А. Фанарджяна МЗ РА

Կ. Ռ. ՄԱՆԼԻՅԱՆ, Մ. Մ. ՄԻՐԱՔՅԱՆ, Ռ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Զ. Մ. ԴԱՂԱՔՅԱՆ

Որոշ տվյալներ կաթնագեղձերի Բաղցկեղի մազանոթների ուլտրակառույցի վերաբերյալ

Էլեկտրոնային մանրադիտակի օգնությամբ ուսումնասիրվել է մարդկանց կաթնագեղձի Բաղցկեղի մազանոթային հունի ուլտրակառույցը և հարանոթային տարածքը, որոնք մեծ դեր ունեն ուռուցքային պրոցեսի գեներալիզացիայում: Հայտնաբերվել և նկարագրվել են երկու տիպի մազանոթներ՝ նախկինում գոյություն ունեցող և նորագոյացող:

Նախկինում գոյություն ունեցող անոթներն համարյա միշտ ունեն անրդ-հատ էնդոթելային ծածկ ի հաշիվ հարևան բջիջների ցիտոպլազմատիկ ելուստներով գոյացող սերտ կապակցությունների: Նորագոյացող անոթներն իրենց բնույթով ավելի անկատար են, կարող են ունենալ ինչպես սովորական, այնպես էլ ոչ տիպային կազմվածք:

Անպլաստիկ ուռուցքներում անոթների էնդոթելային հյուսվածքը կարող է բացակայել, էնդոթելային բջիջների դերը այդ դեպքում կատարում են ուռուցքային բջիջները:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. А. Николаев, Особенности стромообразования и паренхиматозно-стромальных взаимоотношений в эпителиальных злокачественных опухолях легкого, желудка и молочной железы. Автореф. докт. дис., М., 1975.

2. А. А. Николаев, А. С. Якубов, Арх патология, т. 37. № 2. с. 21—28 (1975).
3. B. Hobson, J. Denekamp, Brit. J. Cancer, v. 49, № 4, p. 405—413 (1984).
4. M. L. Mlynec, D. van Beunigen, L. D. Leder e. a, Brit. J. Cancer, v. 52, № 6, p. 945—948 (1985).
5. N. Pawelcz, S. Pasu, H. D. Werling e. a, Anticancer Res., v. 6, № 1, p. 119—127 (1986).
6. Н. Т. Райхлин, Г. Давид, К. Лапиш, Ультраструктура опухолей человека, М., Медицина, 1981.
7. Н. Т. Райхлин, Н. А. Филиппова, О. Е. Любимова и др., Вопр. онкологии. т. 33. № 7, с. 16—21 (1987).
8. Т. А. Сулава, У. А. Габунна, Новое в теоретической и практической онкоморфологии, Тбилиси, Мешинереба, с. 30—44, 1982.
9. Т. А. Сулава, У. А. Габунна, Васкуляризация опухолей рака молочных желез, Тбилиси, Мешинереба, 1985.
10. J. Folkman, Cancer Res., v. 6, № 2, p. 467—473 (1986).
11. Н. А. Крылова, Материалы I Закавказ. конф. морфологов, Тбилиси. с. 131—132, 1975.
12. Д. А. Саркисян, Микроциркуляторное русло рака пищевода, Автореф. канд. дис., Ереван, 1988.

УДК 612.017.1:615.217.24

Л. А. Кцоян, К. О. Чилингарян, Э. А. Ширинян

Влияние β -адренотропных веществ на Е-розеткообразование
лимфоцитов крови человека

(Представлено чл.-корр. НАН Армении Ю. Т. Алексаняном 7 VII 1994)

За последние годы накопились многочисленные данные, свидетельствующие о существовании взаимодействий между жизненно важными системами организма (нервной, эндокринной и иммунной) и ведущей роли механизмов этих взаимодействий в процессе естественного старения и при ряде патологических состояний [1—3]. Очевидна также и взаимосвязь между симпатoadреналовой и иммунной системами в результате накопленного в последние годы большого экспериментального и клинического материала в системах *in vivo* и *in vitro* [4—9]. Однако механизмы симпатoadрено-иммунных взаимодействий полностью не изучены и во многом неясны.

В литературе практически полностью отсутствуют данные о влиянии адренотропных препаратов на Е-розеткообразование лимфоцитов. Ранее нами было показано действие селективных α_1 -, α_2 - и неселективных α -адренергических препаратов на Е-розеткообразование [10, 11]. В данном исследовании в качестве адренотропных веществ использовались селективные β_1 -, β_2 -адреноблокаторы и адреномиметики.

Целью настоящей работы являлось выяснение воздействия некоторых β_1 -, β_2 -адреноблокаторов и адреномиметиков на Е-розеткообразование лимфоцитов крови.

В экспериментах использована кровь 46 практически здоровых лиц в возрасте от 18 до 50 лет.

В качестве β -адренергических веществ использованы: добутамин—один из наиболее известных и селективных β_1 -адреномиметиков (Sigma), салбутамол (Orion)—один из наиболее известных и селективных β_2 -адреномиметиков и фобуфол—оригинальный и селективный β_1 -адреноблокатор, синтезированный в ИТОХ НАН Армении. Добутамин употребляли в концентрациях 10^{-3} , 10^{-5} , 10^{-7} М, салбутамол— 10^{-3} , 10^{-5} , 10^{-7} , 10^{-9} М и фобуфол— 10^{-4} , 10^{-5} , 10^{-7} , 10^{-9} М.

Фракцию лимфоцитов выделяли центрифугированием периферической крови в градиенте фиколла-верографина плотностью 1,077—1,078 г/мл [12]. Е-розеткообразующие клетки (Е-РОК) определяли методом спонтанного розеткообразования с эритроцитами барана по методу Йондала и соавт. [13].

Для оценки влияния β -адренергических препаратов на Е-ро-
зеткообразование лимфоциты инкубировали в присутствии испыты-
ваемых препаратов, отмывали и ставили реакцию спонтанного розетко-
образования. В качестве контроля использовали лимфоциты тех же
лиц, которые инкубировали в эквивалентном количестве среды 199.
Инкубацию клеток со всеми испытуемыми препаратами проводили
15 мин при 37°C.

Результаты обработаны статистически [14]. Достоверность разли-
чий между средними величинами определяли по t критерию Стьюдента.

Исследование влияния фобуфола— β_1 -адреноблокатора и сал-
бутамола— β_2 -адреномиметика на Е-розеткообразование не выявило
статистически достоверных отличий этого показателя (табл. 1).

Таблица 1

Влияние фобуфола и салбутамола на Е-розеткообразование лимфоцитов
крови человека

Испытуемый препарат	Контроль	Дозы препарата, моли				
		10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}
Фобуфол	56 ± 1.45	—	56 ± 3.3	59 ± 1.9	60 ± 1.5	60 ± 2.84
Салбутамол	60 ± 1.69	55 ± 2.1	—	54 ± 2.5	58 ± 1.83	60 ± 1.59

После инкубации лимфоцитов периферической крови здоровых
лиц с добутамином— β_1 -адреномиметиком в течение 15 мин проис-
ходит уменьшение числа Е-РОК (табл. 2). Для более детального ана-
лиза полученных результатов доноров разделили на 2 группы: лица
с более выраженным исходным процентным содержанием Т-лимфо-
цитов—более 50%—вошли в I группу, а доноры с исходным процент-
ным содержанием Т-клеток от 45 до 50% составляли II группу. Вы-
яснилось, что уменьшение числа розеткообразующих клеток-лимфоци-
тов под влиянием добутамина имеет место у лиц, имевших изначаль-
но более высокий показатель (табл. 2). Следует отметить, что интен-
сивность понижения Е-розеткообразования лимфоцитов не зависит
от дозы препарата (табл. 2).

Таблица 2

Влияние добутамина на Е-розеткообразование лимфоцитов крови человека

Уровень Т-лимфоцитов доноров (контроль)	Дозы препарата, моли		
	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}
56 ± 1.9	$50^* \pm 2$	$47^* \pm 2$	$48^* \pm 2.85$
61 ± 2 (I гр.)	$52^* \pm 2.5$	$51^* \pm 3.4$	$49^* \pm 4.7$
48 ± 1 (II гр.)	46 ± 4.2	46 ± 3.2	46 ± 3.1

Примечание. Звездочка— $p < 0.05$.

Таким образом, выявлено, что селективная стимуляция β_2 -адрено-
рецепторов либо блокирование β_1 -адренорецепторов не влияет на
Е-розеткообразование лимфоцитов крови человека. Установлено
супрессивное действие добутамина— β_1 -адреномиметика на Е-ро-

зеткообазование, причем интенсивность изменений определяется исходным уровнем этого показателя и не зависит от дозы препарата.

Национальный институт здравоохранения

Армении

Институт тонкой органической химии

НАН Армении

Լ. Ա. ԿՈՅԱՆ, Կ. Ո. ԶԻՐԻՄԱՐՅԱՆ, Է. Ա. ՇԻՐԻՆՅԱՆ

β-ադրենատրոպ նյութերի ազդեցությունը մարդու արյան լիմֆոցիտների b-վարդակազոյացման վրա

Ուսումնասիրվել է սելեկտիվ β₁ և β₂-ադրենանալաստիչների և ադրենալ-
բլոկատորների ազդեցությունը գործնականում առողջ մարդկանց արյան լիմ-
ֆոցիտների b-վարդակազոյացման վրա: Որպես β-ադրենատրոպ նյութ օգ-
տագործվել են դոբուտամին՝ հայտնի ընտրովի β₁-ադրենանալաստիչ, սալ-
բուտամոլ՝ ընտրովի β₂-ադրենանալաստիչ, ֆորուֆոլ՝ ընտրովի β₁-ադրենա-
բլոկատոր, որը սինթեզվել է Հայաստանի ԳԱԱ ՆՈՔԻ-ում:

Պրեպարատները օգտագործվել են՝ դոբուտամինը 10⁻³, 10⁻⁵, 10⁻⁷ Մոլ,
սալբուտամոլը 10⁻³, 10⁻⁵, 10⁻⁷, 10⁻⁹ Մոլ, ֆորուֆոլը 10⁻⁴, 10⁻⁵, 10⁻⁷,
10⁻⁹ ՄՈԼ կոնցենտրացիաներով:

Հայտնաբերվել է, որ ընտրողական ստիմուլյացիան β₂-ադրենաոեցեպ-
տրոնների կամ β₁-ադրենաոեցեպտրոնների արգելակումը չի ազդում գործնա-
կականում առողջ մարդու լիմֆոցիտների b-վարդակազոյացման վրա: Ցույց
է տրվում β₁-ադրենանալաստիչ դոբուտամինի դոզայից անկախ ինհիբիտո-
րային ազդեցությունը գործնականում առողջ մարդկանց արյան լիմֆոցիտ-
ների b-վարդակազոյացման վրա, ընդ որում փոփոխությունների ինտենսի-
վությունը որոշվում է այդ ցուցանիշի առաջնային մակարդակով:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. P. Veschaux, A. Ndoye, Ichthyophysiol. acta, v. 13, p. 1—2 (1989—1990).
2. Е. В. Ткаченко, Врач. дело, № 9, с. 64—69, 1990.
3. P. J. Neveu, M. Le Moal, Fundam. and Clin. Pharmacol., v. 4, № 3, p. 381—305 (1990).
4. G. Barbanel, A. Szafarczyk, S. Gaillet e. a., Neuroendocrinology, v. 52, Suppl. № 1, p. 38 (1990).
5. In Soka, Lule Jacqueline, Fournié Gilbert J., Immunopharmacol. and Immunotoxicol., v. 12, № 2, p. 181—190 (1990).
6. L. J. H. van Tits, M. C. Michel, H. Grossewilde, e. a., Amer. J. Physiol., v. 258, № 1, 1. E191—E202 (1990).
7. Kavellaars Annemieke, E. Ballieux Rudy, Heijnen Coli J. Endocrinology, v. 126, № 3, p. 3028—3032 (1990).
8. Е. А. Кирилина, Л. А. Захарова, А. А. Михайлова и др., Иммунология, № 3, с. 68—70, 1990.
9. K. S. Madden, S. J. Felten, V. L. Felten, e. a., Brain, Behav. and Immunol. v. 3, № 1, p. 72—89 (1989).
10. Л. А. Кцоян, П. С. Симаворян, Э. А. Ширинян и др., ДАН Армении, т. 90, № 3, с. 142—144 (1990).
11. Л. А. Кцоян, П. С. Симаворян, Л. Л. Манлян и др., ДАН Армении, т. 91, № 3, с. 141—144 (1990).
12. A. Bojüm, Scand. J. Clin. Lab. Invest., v. 21, № 97, p. 77 (1968).
13. M. Jondal, Q. Holn, H. Wigzell, J. Esp. Med., v. 136, p. 207 (1972).
14. Б. С. Бессмертный, Математическая статистика в клинической профилактической и экспериментальной медицине, М., 1967.

ФИЗИОЛОГИЯ

УКД 612.57

К. Р. Арутюнян, Р. А. Арутюнян, Л. А. Саакова, С. Ш. Мартиросян

Роль норадренергических структур в окситоциновой регуляции
температурного гомеостаза организма

(Представлено академиком НАН Армении В. В. Фанарджяном 23/V 1995)

Роль гормонов гипоталамо-гипофизарной системы, в частности окситоцина, в поддержании температурного гомеостаза изучена недостаточно [1—5]. Ю. С. Пастухов и др. [6] и Е. А. Корнева [7] показали, что введение незначительной дозы синтетического аналога окситоцина вызывает гипертермический эффект.

В предыдущих наших исследованиях было показано, что действие окситоцина на температурный гомеостаз зависит от его дозы и состояния системы терморегуляции организма в различных условиях температуры окружающей среды. Высокие дозы окситоцина вызывают гипертермический, а низкие—гипотермический эффект.

Целью настоящей работы было выяснение роли окситоцина в регуляции температурного гомеостаза организма после избирательной блокады его альфа- и бета-адренергических структур.

Исследование выполнено с использованием 12-канального самонишущего потенциометра типа ЭПП-09-МЗ. Последний подключен к выходу фотоэлектрического усилителя типа Ф-116/2 с чувствительностью 0,013°C для ободочной кишки и скелетных мышц и 0,13°C—для кожных сосудов и термокамеры. Методом высокочувствительного и многочасового термограммирования изучалась динамика изменений температуры «ядра» организма в области ободочной кишки и тазобедренных мышц и его «оболочки» в области поверхности кожи хвостовой артерии.

Эксперименты были поставлены в двух сериях. В первой на 8 белых крысах было поставлено 24 опыта. Каждый опыт этой серии состоял из двух этапов. Вначале, в течение 30 мин, при температуре окружающей среды 24—26°C проводили контрольную синхронную регистрацию исследуемых показателей до установления плато. Затем внутривенно вводили бета-адреноблокатор (обзидан в дозе 0,14 мл/100 г живой массы), а через 30 мин после блокады адренорецепторов внутривенно вводили окситоцин (в среднем 0,46 мкг/100 г жи-

вой массы), после чего в течение 90 мин продолжали термограммирование температурных показателей организма.

Вторая серия опытов выполнялась аналогично первой, но с применением альфа-адреноблокатора (фентоламин в средней дозе 0,28 мг/100 г живой массы) и окситоцина со средней дозой 0,34 мкг/100 г. На 10 крысах поставлено 30 опытов.

Результаты первой серии экспериментов показали, что блокада бета-адренорецепторов показывает незначительное снижение температуры «ядра» и «оболочки» организма, соответственно в области ободочной кишки на 0,23, скелетных мышц—на 0,1 и кожи артериальных сосудов—на 1,12°C (табл. 1).

Таблица 1

Динамика изменения температуры «ядра» и «оболочки» организма под влиянием окситоцина на фоне блокады его бета-норадренергических структур

Ход опыта	Контроль	После введения обзидана	После введения окситоцина на фоне обзидана	
			Время, мин	
			30	60
Температура ободочной кишки, °С	38.26±0.2	—0.23	+0.19	—0.47
Температура скелетных мышц, °С	37.58±0.16	—0.1	+0.05	—0.1
Температура кожных сосудов, °С	27.71±0.72	—1.12	—1.37	—1.84

Введение окситоцина на фоне блокады бета-адренорецепторов в течение первых 30 мин вызывало незначительный гипертермический эффект, во время которого температура ободочной кишки повышалась на 0,19°C, а на 120-й мин гипертермия сменялась гипотермией и температура ободочной кишки снизилась на 0,47°C. Что касается мышечной температуры, то она под действием окситоцина на фоне блокады бета-адренорецепторов особого изменения не претерпевала и снижалась всего на 0,1°C. Температура «оболочки» организма в конце опыта, по сравнению с контролем, снизилась в среднем на 1,84°C ($P < 0,05$).

Данными второй серии экспериментов установлено, что блокада альфа-адренорецепторов вызывала достоверный ($P < 0,01$) гипотермический эффект и температура ободочной кишки, скелетных мышц и кожи снизилась в среднем на 0,83; 0,57 и 0,97°C (табл. 2).

Введение окситоцина на фоне гипотермии организма не остановило ее, и центральная температура организма животного продолжала снижаться аналогично контрольным показателям. Так, температура ободочной кишки, по сравнению с контролем, снизилась на 120-й мин в среднем на 1,36°, мышечная температура—на 1,22°, а температура «оболочки» организма—на 0,67°C.

Анализируя полученные данные, можно отметить, что на фоне блокады альфа-адренергических структур окситоцин существенно понижает термогенную эффективность мышечного сокращения, а также обменные процессы в организме. Об этом свидетельствует понижение температуры ободочной кишки и скелетных мышц соответственно на

Таблица 2

Динамика изменения температуры «ядра» и «оболочки» организма под влиянием окситоцина на фоне блокады его альфа-норадренергических структур

Ход опыта	Контроль	После введения фентоламина	После введения окситоцина на фоне фентоламина	
			Время, мин	
	30	60	90	120
Температура ободочной кишки, °С	38,10±0,23	-0,83	-0,95	-1,36
Температура скелетных мышц, °С	37,57±0,15	-0,57	-1,0	-1,22
Температура кожных сосудов, °С	25,97±1,32	-0,97	-0,57	-0,67

1,36 и 1,22° и артериальных кровеносных сосудов—всего на 0,67°С. Введение окситоцина на фоне блокады бета-адренергических структур вызывает падение температуры ободочной кишки и скелетных мышц на 0,47 и 0,1°С. В то же время возникший вазоконстрикторный эффект кровеносных сосудов на периферии (падение температуры артериальных сосудов кожи на 1,84°С) свидетельствует о том, что организм сопротивляется возникшей гипотермии, стремится противодействовать потерям тепла излучением и аккумулировать оставшуюся часть энергии в организме. По-видимому, такая реакция возникает вследствие активации альфа-адренорецепторов—вазоконстрикторов организма.

Таким образом, полученные данные показывают, что окситоциновая регуляция температурного гомеостаза организма реализуется через его норадренергические структуры.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели
НАН Армении

Ք. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ռ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Լ. Ա. ՍԱՀԱԿՈՎԱ, Ս. Շ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Նորադրենեբրգիկ կառուցվածքների դերը օրգանիզմի ջերմային հոմեոստազի օբիդոցիւնային կարգավորման մեջ

Ապացուցված է, որ օքսիդոցիւնի ներարկումը սպիտակ առնետների օրգանիզմ վերջինիս բետա-նորադրենեբրգիկ համակարգի շրջափակման ֆոնի վրա հարուցել է երկփուլային արդյունք՝ սկզբում հիպերթերմիկ, որի ժամանակ օրգանիզմի սկորիզի ջերմութիւնը բարձրացել է միջինը 0,19°, իսկ հետո՝ հիպոթերմիկ և սկորիզի ջերմութիւնը իջել է միջինը 0,47°:

Օքսիդոցինի ներարկումը օրգանիզմ նրա ալֆա-նորադրեներգիկ համակարգի շրջափակման ֆոնի վրա հարուցում է միափուլ, լավ արտահայտված հիպոթերմիկ արդյունք, որի ժամանակ օրգանիզմի «կորիզի» ջերմությունը նրա աղիների, կմախքային մկանների հատվածում իջնում է միջինը 1,22—1,36°:

Ծնթադրվում է, որ օրգանիզմի ջերմային հոմեոստազի օքսիդոցինային կարգավորումը իրացվում է ալֆա- և բետա-նորադրեներգիկ համակարգի միջոցով:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. П. П. Мурзенко, Матер. Междунар. симп. «Нейропептиды и терморегуляция», Минск, с. 76—91, 1988.
2. H. Hasimoto, K. Furu, Endocrinology jap., v. 32, № 1, p. 89—97 (1989).
3. Л. Янский, С. Выбирал, А. А. Романовский и др., Матер. Междунар. симп. «Нейропептиды и терморегуляция», Минск, с. 9—31, 1988.
4. К. Р. Арутюнян и др., ДАН Армении, т. 93, №3, с. 134—138 (1992).
5. К. Р. Арутюнян, Матер. 5 съезда Арм. физиологического о-ва, Ереван, с. 21, 1994.
6. Пастухов, Т. М. Еременко, в кн.: Важнейшие теоретические и практические проблемы терморегуляции. Новосибирск, Изд. СО АМН СССР, с. 30—32, 1982.
7. Е. А. Корнева, в кн.: Физиология пептидов, Л., Наука, с. 102—104, 1988.

Технический редактор В. Д. СТЕПАНЯН

Сдано в набор 14.05.1996г. Подписано к печати 1 07.1997г.
Формат 70×108¹/₁₆ Бумага № 1, сыктывкарская. Выская печать. Печ. лист 5.
Усл. печ. л. 7,35. Усл. кр. отт. 7,35. Тираж 200. Заказ 5.

Издательство «Гитутюн» НАН РА, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24 г.
Типография Издательства «Гитутюн» НАН РА, 378410, г. Аштарак, 2.