

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ

LXXXVI, № 3

1988

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. ԱՐՋՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխ. գիտ. թեկնածու (պատ. ֆառաուղար), է. Գ. ԱՅՐԻԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Թ. ԲԱՐԱՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Հ. ԳԱՐՐԻՆՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ԲՆԱԳ. առնամ, Վ. Հ. ՀԱՍԻԱՆՍՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Գ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ԲՈՐ առնամ, Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ի. ՈՐ. ՍՆԻՐԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ԲՈՐ առնամ (պատ. խմբագիր), ՈՐ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Վ. Բ. ՆԱՆԱՐԶՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս:

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Г. А. АРЗУМАНЯН, канд. техн. наук (отв. секретарь), Э. Г. АФРИКЯН, академик АН АрмССР, А. Т. БАБАЯН, академик АН АрмССР, А. А. ГАБРИЕЛЯН, академик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН, академик АН АрмССР (зам. отв. редактора), В. Г. МХИТАРЯН, чл.-корр. АН АрмССР, Г. С. СААКЯН, академик АН АрмССР, Д. М. СЕДРАКЯН, чл.-корр. АН АрмССР (отв. редактор), А. А. ТАЛАЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, академик АН АрмССР, В. В. ФАНАРДЖЯН, академик АН АрмССР

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Ն. Ա. Շիրոկով—Բազմանդամների հավասարաչափ փակումը խիստ պահպանողական տիրույթներում 99

ԷԼԵԿՏՐԱՄԵԽԱՆԻԿԱ

- Ս. Վ. Լանդիլյան, Վ. Վ. Մինասյան—Մագնիսաէլեկտրաինդուկցիոն էլեկտրական մեթոդներ 102

ՖԻԶԻԿԱ

- Ա. Հ. Մելիքյան, Ս. Մ. Սահակյան—Քվադրատիկ մոտավորության շրջանակներում նկեցանքի հալման ջերմաստիճանի հաշվարկ 109
- Ա. Ա. Սահարյան—էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիա-իմպուլսի տենզորի վա-կուումային միջինները գլանային համաչափությամբ սահմաններով տիրույթների համար 112
- Ս. Թ. Գեորգյան, Գ. Յու. Կոյուչկով—Քարծր կարգի բվանտային ֆլուկտուացիաները և սեղմված վիճակները օպտիկական ուղղնատորում 118
- Ն. Բ. Լեդիբուրյան, Մ. Հ. Մուրադյան—Տեղափոխման տեսության որոշ հակադարձ խեղդերներ 122

ԲԻՈԲԻՄԻԱ

- Ի. Ա. Սահակյան, Խ. Ս. Սայադյան, Ա. Ա. Վարչոկյան—Հարվահանաձև ղեղձերի մզվածքների քրոմատոգրաֆիկ բաժանումը 127

ԲՈՒՅՍՆԵՐԻ ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Գ. Բ. Աղալարզադե, Ա. Վ. Գուսկով—Պերօքսիդազայի ակտիվության փոփոխու-թյունը լորու ցողունային կոթուների աճակից արմատների ուղեկերպիայի ընթացքում ԻԲԹ-ի և 2,4-ԴԲԹ-ի ազդեցությամբ 132

ՄԻՋԱՏԱՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Մ. Յու. Բալայան—Anthaxia Eschsch. (Coleoptera, Buprestidae) սևոի երկու նոր տեսակ Հայաստանից 137

ՐԺՇԿԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Վ. Վ. Լեդիլով, Ի. Գ. Խաչատրյան—Լյարդի ծորանների դրենավորման նոր մեթոդ լյարդի դրուների շրջանի թաղցկեղի ժամանակ 141

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

- Н. А. Широков*—О равномерном замыкании полиномов в строго псевдовыпуклых областях 99

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

- С. В. Гандилян, В. В. Минасян*—Магнито-электроиндукционные электрические машины 102

ФИЗИКА

- А. О. Меликян, С. М. Саакян*—Вычисление температуры плавления ГЦК решетки в высокотемпературном приближении 108
- А. А. Саарян*—Вакуумные средние тензоры энергии-импульса электромагнитного поля для областей с границами цилиндрической симметрии 112
- С. Т. Геворкян, Г. Ю. Крючков*—Квантовые флуктуации высших порядков и сжатые состояния в оптическом резонаторе 118
- Н. Б. Енгибарян, М. Г. Мурадян*—Некоторые обратные задачи теории переноса 122

БИОХИМИЯ

- Р. А. Саакян, Х. С. Саядян, А. А. Чарчоглян*—Хроматографическое разделение экстрактов паразитовидных желез 127

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

- Г. Б. Агаларзаде, А. В. Гуськов*—Изменение активности пероксидазы в процессе регенерации придаточных корней у стеблевых черенков фасоли под действием ИУК и 2,4-Д 132

ЭНТОМОЛОГИЯ

- М. Ю. Калашян*—Два новых вида рода *Anthaxia* Eschsch. (Coleoptera, Buprestidae) из Армении 137

МЕДИЦИНА

- В. В. Родионов, Р. Г. Хачатрян*—Новый способ дренирования печеночных протоков Т-образным дренажом при раке 141

C O N T E N T S

MATHEMATICS

P.

- N. A. Shirokov*—On the uniform closure of polynomials in the strictly pseudoconvex domains 99

ELECTROMECHANICS

- S. W. Gandellian, W. W. Minasian*—Magneto-electroinductive electrical machines 102

PHYSICS

- A. H. Melikian, S. M. Sahakian*—The calculation of melting temperature of PCC lattice in high-temperature approximation 105
- A. A. Saharian*—Vacuum expectation values of the energy-momentum tensor of the electromagnetic field for the regions with the boundaries of a cylindrical symmetry 112
- S. T. Gevorgian, G. Yu. Kryuchkov*—Intensity time correlation functions of the four-wave mixing process in an optical resonator. 118
- N. B. Yengibarian, M. H. Muradian*—On some inverse problems of transfer theory 122

BIOCHEMISTRY

- R. A. Sahakian, Ch. S. Sayadian, A. V. Zilphlan, A. A. Charchoglian*—The chromatographic separation of parathyroid extract 127

PLANT PHYSIOLOGY

- G. B. Agalarzade, A. V. Guskov*—Change of peroxidase activity during the process of regeneration of adventitious roots in kidney bean stem cutting under the influence of IAA and 2,4—D 132

ENTOMOLOGY

- M. Y. Kalashian*—Two new species of the genus *Anthaxia* Eschsch. (Coleoptera, Buprestidae) from Armenia. 137

MEDICINE

- V. V. Rodionov, R. G. Khachatryan*—The new way of draining of hepatic ducts by T-form drainages in cancer 141

Техн редактор Азизбекян Л. А.

Сдано в набор 25.02. 1988 г. Подписано к печати 15.04. 1988 г. ВФ 03909

Бумага № 2, 70 × 108¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист 3,0. Усл. печ. л. 4,2.

Учетно-изд. л. 3,22. Тираж 445. Заказ. 326. Издат. 7346

Адр. ред.: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г., II эт., к. 1, т. 27-97-238

Издательство Академии наук Армянской ССР. 375019, Ереван,
пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Типография Издательства Академии наук АрмССР. 378310, г. Эчмиадзин

УДК 517.55

МАТЕМАТИКА

Н. А. Широков

О равномерном замыкании полиномов в строго псевдовыпуклых областях

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. М. Джрбашяном 15/1 1983)

Пусть Ω — компакт в пространстве C^n , $n > 1$, $A(\Omega)$ — пространство функций, голоморфных во внутренней $\mathring{\Omega}$ и непрерывных в Ω , снабженное $C(\Omega)$ -нормой, $P(\Omega)$ — замыкание в норме $C(\Omega)$ множества всех голоморфных полиномов, $P(\Omega) \subset A(\Omega)$.

Принципиальным является вопрос о равенстве $P(\Omega) = A(\Omega)$ (*), важный и сам по себе и для различных приложений.

В случае $\Omega \subset \mathbb{C}$ эта задача была решена в работе С. Н. Мергеляна (¹).

Известно, что при $n > 1$ равенство (*) может не иметь места даже для псевдовыпуклых областей Ω с C^∞ -границей (²). Очень полезными являются достаточные условия (*), выраженные в обозримых терминах. В (³) было установлено его выполнение для строго псевдовыпуклых областей с C^2 -гладкой границей, звездообразных относительно какой-то внутренней точки (множество Ω называется звездообразным относительно точки $A \in \Omega$, если из $z \in \Omega$ следует $A + t(z - A) \in \Omega$, $0 \leq t \leq 1$).

В настоящей работе класс областей Ω с обсуждаемым свойством расширяется.

Введем необходимые обозначения. Если множество $\Omega \subset C^n$ задается условием $\Omega = \{z \in C^n : \rho(z) \leq 0\}$, где $\rho(z) \in C(C^n)$ — вещественная функция, то положим $\Omega(\varepsilon) = \{z \in C^n : -\varepsilon \leq \rho(z) \leq \varepsilon\}$. Для функции $\rho \in C^2(C^n)$ полагаем

$$\nabla \rho(z) = \left(\frac{\partial \rho(z)}{\partial z_1}, \dots, \frac{\partial \rho(z)}{\partial z_n} \right), \quad H_\rho(z; h_1, \dots, h_n) = \sum_{j,k=1}^n \frac{\partial^2 \rho(z)}{\partial z_j \partial \bar{z}_k} h_j \bar{h}_k.$$

$$m(\Omega(\varepsilon)) = \min_{z \in \Omega(\varepsilon)} \min_{|h_1|^2 + \dots + |h_n|^2 = 1} H_\rho(z; h_1, \dots, h_n).$$

Для строго псевдовыпуклых областей Ω с C^2 -гладкой границей можно определить функцию ρ , для которой $\Omega = \{z : \rho(z) \leq 0\}$, таким образом, что эрмитовская форма $H_\rho(z; \cdot)$ будет положительно определенной при $z \in \partial\Omega$, а значит, и для $z \in \Omega(\varepsilon)$ при достаточно малом ε . Это показывает, что в нижеследующей теореме 1 о наследовании свойства (*) при гомотопиях с дополнительными ограничениями требования на функцию $\rho(z, \lambda)$ не являются неестественными.

Теорема 1. Пусть Ω_0, Ω_1 — ограниченные псевдовыпуклые об-

ласти с C^2 -гладкой границей, $\Omega_j = \{z \in \mathbb{C}^n : \rho_j(z) \leq 0\}$, $j=0, 1$, со следующими свойствами:

1. Существуют числа $\varepsilon, \delta, \Delta > 0$ и вещественная функция $\rho(z, \lambda)$, $z \in \mathbb{C}^n$, $\lambda \in [0, 1]$, такие, что

а) функция $\rho(z, \lambda)$ дважды гладкая по $z \in \mathbb{C}^n$ и непрерывно зависит вместе со всеми своими частными производными до второго порядка включительно от $\lambda \in [0, 1]$;

б) $\rho(z, 0) = \rho_0(z)$, $\rho(z, 1) = \rho_1(z)$;

с) $|\nabla_z \rho(z, \lambda)| \geq \delta$ для $z \in \Omega_\lambda(\varepsilon)$, $\lambda \in [0, 1]$, где $\Omega_\lambda = \{z \in \mathbb{C}^n : \rho(z, \lambda) \leq 0\}$;

д) $m(\Omega_\lambda(\varepsilon)) \geq \Delta$, $\lambda \in [0, 1]$.

2. Справедливо соотношение $P(\Omega_0) = A(\Omega_0)$. Тогда

$$P(\Omega_1) = A(\Omega_1).$$

Построение гомотопий с дополнительными свойствами а)–д) из теоремы 1 представляет отдельную задачу. Приведем более конкретные результаты, полученные применением теоремы 1.

Теорема 2. Пусть $D \subset \mathbb{C}^n$ — ограниченная строго псевдовыпуклая область с C^2 -гладкой границей, звездобразная относительно какой-то точки, область Ω биголоморфно эквивалентна D , причем голоморфные отображения Φ и Φ^{-1} , связывающие D с Ω , C^2 -гладки вплоть до границы. Тогда $P(\Omega) = A(\Omega)$.

Условие о C^2 -гладкости отображений заведомо выполняется, если D и Ω имеют C^∞ -границу и биголоморфны внутренности $\mathring{D}$ и $\mathring{\Omega}$ ((⁴), гл. 8).

Для формулировки следующего результата введем еще ряд обозначений. Пусть Ω — ограниченная область в $\mathbb{C}^n$, $A^2(\Omega)$ — гильбертово пространство всех голоморфных в Ω функций, суммируемых с квадратом по мере Лебега в Ω , $\{\varphi_n\}$ — полная ортонормированная система функций в $A^2(\Omega)$. Положим

$$K_\Omega(z, \zeta) = \sum_n \varphi_n(z) \overline{\varphi_n(\zeta)}, \quad z, \zeta \in \Omega.$$

Комплексным уравнением Монжа — Ампера относительно положительной функции v_Ω в строго псевдовыпуклой области $\Omega \subset \mathbb{C}^n$ называется уравнение

$$\det \left(\frac{\partial^2}{\partial z_j \partial \bar{z}_k} \log v_\Omega \right) = c_n v_\Omega,$$

где постоянная c_n , зависящая только от n , — некая стандартная постоянная.

Известно ((⁴), гл. 11. 12), что для строго псевдовыпуклых областей Ω с C^∞ -границей существуют и единственны функции $K_\Omega(z, \zeta)$ и $\tau_\Omega(z)$, причем $K_\Omega(z, z)$, $\tau_\Omega(z) \rightarrow +\infty$ при $z \rightarrow \partial\Omega$.

Теорема 3. Пусть Ω — ограниченная строго псевдовыпуклая область с C^∞ -границей. Обозначим через $V(z)$ какую-то из функций $K_\Omega(z, z)$ или $\tau_\Omega(z)$. Предположим, что для функции $V(z)$ выполнено следующее:

минимальное значение функции $V(z)$ достигается в единственной точке $z_0 \in \Omega$;

если $z \neq z_0$, то $\nabla V(z) \neq 0$.

Тогда $P(\Omega) = A(\Omega)$ и это равенство справедливо для любой области Ω с C^∞ -границей, биголоморфно эквивалентной Ω .

В качестве примера приложения теоремы 3 приведем шар $\{|z| \leq 1\}$ ($V(z) = c_n(1 - |z|^2)^{-n-1}$) и биголоморфно эквивалентные ему области.

Ленинградская академия
гражданской авиации

Ն. Ա. ՇԻՐՈՎՈՎ

Բազմանդամների հավասարաչափ փակումը խիստ պսևդոսոցիկ
տիրույթներում

Խող Ω -ն լինի խիստ պսևդոսոցիկ տիրույթ C^n -ում: Խող $A(\Omega)$ -ն լինի Ω^0 -ում հոլոմորֆ և $\bar{\Omega}$ -ում ածրնդհատ ֆունկցիաների դասը, իսկ $P(\Omega)$ -ն նշանակի բոլոր հոլոմորֆ բազմանդամների փակումը հավասարաչափ նորմով:

Հոդվածում բերվում են բավարար պայմաններ այն բանի համար, որ $A(\Omega)$ և $P(\Omega)$ դասերը համընկնեն:

ЛИТЕРАТУРА—ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹С. Н. Мергелян, УМН, т. 7, № 2 (1952). ²К. Diederich, J. E. Fornæss, Bull. Amer. Math. Soc., v. 82, p. 74—76 (1976). ³Н. А. Илупоков, ДАН СССР, т. 287, № 1, 66—69 (1986). ⁴М. Билз, Ч. Фефферман, Р. Гроссман, Строго псевдовыпуклые области в C^n , „Математика“, № 41, Мир, М., 1987.

УДК 621.313.30

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

С. В. Гандилян, В. В. Минасян

Магнито-электроиндукционные электрические машины

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. Л. Арешяном 20/VII 1987)

На современном этапе развития электромеханики создается общая теория электромеханических преобразователей энергии, разделом которой является теория емкостных машин (¹⁻⁴). В этих работах принципы теоретической электромеханики (физическое описание процессов энергообмена, происходящих в магнитоиндукционных и электроиндукционных машинах) развиваются и обобщаются на основе двух сопряженных обобщенных пространств. Действие индуктивных машин описывается уравнениями Лагранже-Максвелловского пространства обобщенных переменных и, следовательно, уравнениями электромагнитного поля Максвелла, а действие электроиндукционных машин—уравнениями сопряженного пространства обобщенных переменных. При этом в пространстве обобщенных координат q , скоростей $\dot{q}$, сил θ и импульсов p принимаются следующие основные параметры электромагнитных явлений:

Пространство Лагранжа—Максвелла

(q) электрический заряд q

($\dot{q}$) ток $i(t) = dq/dt$

(p) рабочий магнитный поток Ψ

(θ) сила ЭДС $e(t) = -d\psi/dt$

Сопряженное пространство

магнитный поток „заряд“ ψ^*

напряжение $U = \frac{d\psi^*}{dt}$

рабочий электрический ток Q^*

ток емкостной индукции
 $i^*(t) = -dQ^*/dt$

В (⁵) разработана последовательная аналитическая теория для емкостных машин переменного тока с использованием общей методологии, принятой при исследовании индуктивных машин переменного тока. В качестве исходных при исследовании переходных процессов в емкостных машинах переменного тока принимаются уравнения:

$$\hat{I}_r = G_r \hat{U}_r + \frac{d\hat{Q}_r^*}{dt};$$

$$M_r - J_r(d\omega/dt) = -p_0/2 \hat{U}_r^* \left(\frac{dc}{dt} \right) \hat{U}_r \frac{1}{\omega}; \quad (1)$$

$$\hat{I}_r^*(t) = \hat{U}_r G_r + \frac{d\hat{Q}_r^*}{dt}; \quad (2)$$

$$\hat{I}_H = (G_H + B_H) \hat{U}_H^*, \quad (3)$$

где $\hat{I}_r$, $\hat{U}_r^*$, $\hat{Q}_r^*$ —вектор-матрицы токов, напряжений и электрических

потокосцеплений; G_r^* , G_H , B_H —матрицы активных и реактивных проводимостей машины и нагрузки; $I_r^*(t)$ —ток цепи возбуждения генератора, $\omega(t)$ —частота вращения ротора, C —матрица собственных и взаимных емкостей, P_0 —число пар полюсов (рис. 1).

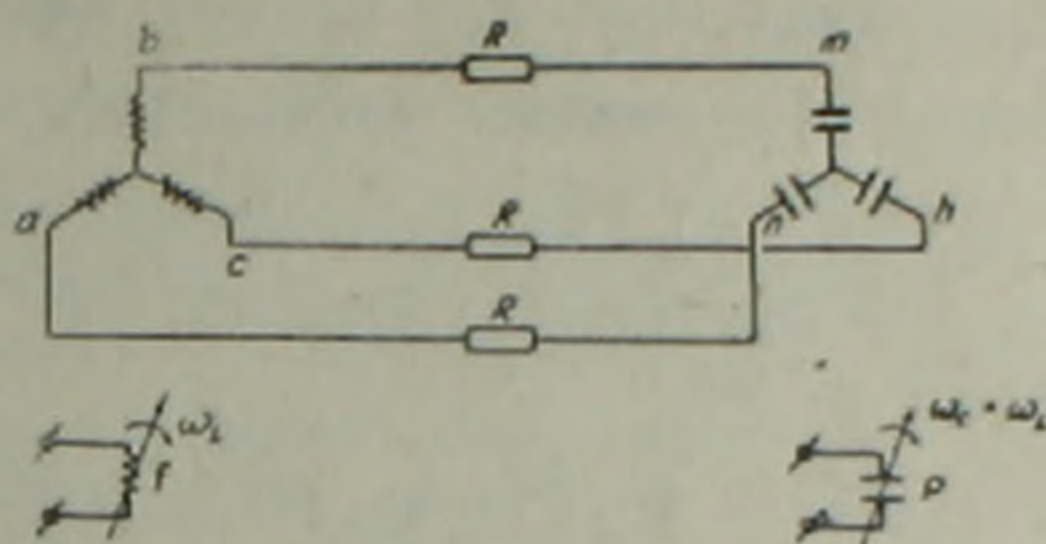
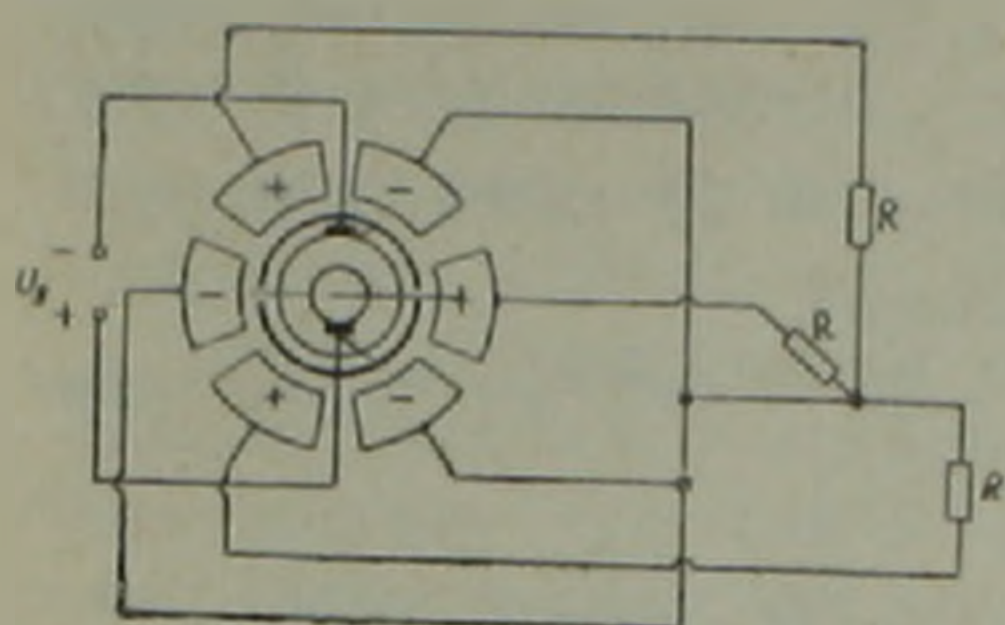


Рис. 1. Электрическая схема емкостного генератора
Рис. 2. Электрическая схема совмещенного генератора

Выражения (1) описывают ток якоря и уравнение движения ротора, (2)—ток возбуждения, (3)—ток нагрузки емкостного генератора. Электрические потокосцепления контурных фазных цепей зави-

сят от напряжения и угла поворота ротора $\gamma = \int \omega dt$, поэтому

$$\frac{dQ}{dt} = \left(\frac{\partial \hat{Q}^*}{\partial \hat{U}} \right) \left(\frac{d\hat{U}^*}{dt^*} \right) + \left(\frac{\partial Q^*}{\partial \gamma} \right) \left(\frac{d\gamma}{dt} \right) = c \frac{d\hat{U}^*}{dt} + \omega \frac{\partial \hat{Q}^*}{\partial \gamma}, \quad (4)$$

где $C = \frac{\partial \hat{Q}^*}{\partial \hat{U}^*}$ —квадратичная матрица собственных и взаимных емкостей.

Полное уравнение для тока емкостной машины получаем подстановкой уравнения (4) в первое уравнение системы (1).

Уравнения емкостной машины (1—3), записанные в различных системах координат $(0, \alpha, \beta; 0, d, q; 0, f, b; 0, \gamma, \delta)$, повторяют все многообразие уравнений индуктивных машин ⁽⁶⁾.

В данной статье, не нарушая общности, мы полагаем, что рассматриваемая совмещенная машина состоит из четырех контурных цепей: две статорные симметричные трехфазные цепи (S —индуктивная, R —емкостная) фазы, обозначенные через $(\hat{a}, \hat{b}, \hat{c})$ и $(\hat{m}, \hat{n}, \hat{h})$ соответственно, и две роторные цепи возбуждения постоянного магнитного F и электрического p поля (пространственно расположенные между системами S и R). Возбуждение постоянного магнитного потока ($\Psi = \int B dS$) (B, c) магнитоиндукционной части осуществляется с помощью обмотки возбуждения f , питаемой постоянным током, а возбуждение постоянного электрического потока ($Q^* = \int D^* dS$) (a, c) электроиндукционной части реализуется с помощью дипольных электродов, питание которых осуществляется через специальные контактные кольца от источника постоянного тока высокого напряжения (рис. 1). Между фазными цепями двух подсистем имеется гальваническая связь: между $\hat{a}$ и $\hat{m}$ —через сопротивление R_{am} ; $\hat{b}$ и $\hat{n}$ —со-

противление R_{bl} ; $\hat{c}$ и $\hat{h}$ — сопротивление R_{ch} (рис. 2). Энергетическое состояние совмещенной машины в многомерном фазовом пространстве обобщенных переменных описывается с помощью обобщенных координат $\vec{q}(q_a, q_b, q_c, q_f)$, $\vec{\Psi}(\Psi_m^*, \Psi_n^*, \Psi_h^*, \Psi_p^*)$ и соответственных обобщенных импульсов $\vec{\Psi}(\Psi_a, \Psi_b, \Psi_c, \Psi_f)$, $\vec{Q}^*(Q_m^*, Q_n^*, Q_h^*, Q_p^*)$ (в качестве механической обобщенной координаты принимаем угол поворота ротора γ) и определяется некоторой векторной функцией $z_j(\eta, \rho, \vec{\Psi}, \vec{q}, \vec{Q}^*, \vec{\Psi}^*, t)$, $j=3$ (для трехфазной машины).

Лагранжевые уравнения для совмещенной системы можно записать в форме:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_m}{\partial \dot{q}_i} \right) - \left(\frac{\partial L_m}{\partial q_i} + \frac{\partial F}{\partial q_i} \right) &= e_i \quad (i=a, b, c, f); \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_e}{\partial \dot{\Psi}_e^*} \right) - \left(\frac{\partial L_e}{\partial \Psi_e^*} + \frac{\partial D}{\partial \Psi_e^*} \right) &= i_e^* \quad (e=m, n, h, p), \end{aligned} \quad (5)$$

где F и D — диссипативные функции соответственно для индуктивной и емкостной подсистем;

$$F = - \sum_i \frac{R_i i_i^2}{2}; \quad D = - \sum_e \frac{G_e U_e^{*2}}{2}, \quad (6)$$

где L_m, L_e — функция Лагранжа соответственно для индуктивной и емкостной подсистем.

При линейной связи между индуктивной и емкостной подсистемами (и при независимых режимах) функция состояния Z и функция Лагранжа L являются аддитивными функциями (при малых токах i_j и напряжениях U_p^* возбуждения):

$$Z_j = Z_i(\eta, \rho, \vec{\Psi}, \vec{q}) + Z_e(\eta, \rho, \vec{Q}^*, \vec{\Psi}^*) \quad (7)$$

Уравнения электродинамики совмещенной машины (в их энергетически независимом режиме) можно совместить в общем символическом матричном уравнении:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \hat{\Psi}^* \\ \hat{Q}^* \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R & 0 \\ 0 & \hat{G} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \hat{I}_m \\ \hat{U}_e^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{U}_m \\ \hat{I}_e^* \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где

$$\begin{bmatrix} \Psi \\ \hat{Q}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_m \\ U_e^* \end{bmatrix},$$

где R — матрица сопротивления индуктивной подсистемы, $\hat{G}$ — матрица проводимостей емкостной подсистемы. Уравнения динамики следует дополнить уравнением движения ротора

$$M_b = (J_e + J_m) \frac{d^2 \gamma}{dt^2} + K_1 p \frac{d\gamma}{dt} + p_0 / 2 \left(I_m^* \frac{dL}{d\gamma} I_m + U_e^* \frac{dC}{d\gamma} U_e^* \right). \quad (9)$$

При нелинейной связи между индуктивной и емкостной подсистемами функция состояния Z и функция Лагранжа L не являются аддитивными функциями (при больших токах i_j и напряжениях U_p^*

возбуждения): $Z = Z_m + Z_e + \Delta Z_{me}$; $L = L_m + L_e + \Delta L_{me}$, где ΔL_{me} — член лагранжиана, учитывающий влияние одной подсистемы на другую.

Необходимый лагранжиан для совмещенной машины, на наш взгляд, может быть построен с помощью введения новой безразмерной функции взаимодействия $n_0(\vec{q}, \vec{\Psi})$ между двумя подсистемами (функция взаимного обмена энергии между двумя подсистемами, дающая возможность получить дифференциальные уравнения совмещенных машин, обобщая, как частные случаи, теорию магнитоиндукционных и электроиндукционных машин переменного тока).

При последовательной связи фазных цепей индуктивная подсистема как источник напряжений является «несущей системой» с активно-емкостной нагрузкой, а при параллельной связи «несущей» системой является емкостная подсистема как источник тока с активно-индуктивной нагрузкой:

$$\begin{aligned} L_m &= T_m - \Pi_m; \quad L_e = T_e - \Pi_e \\ T_m &= \frac{1}{2} i^* L i + i^* \hat{n} U^*; \quad \Pi_m = \frac{1}{2} U_a^* C_a \cdot U_a^*; \\ T_e &= \frac{1}{2} U^* C U^* + i^* \hat{n} U^*; \quad \Pi_e = \frac{1}{2} i_a^* L_a i_a, \end{aligned} \quad (10)$$

где $-T_m$, T_e — эффективная электрокинетическая энергия соответственно индуктивной и емкостной подсистемы; Π_m и Π_e — энергия электрического поля емкостной и магнитного поля индуктивной нагрузки; $i^* \hat{n} U^*$ — обменная энергия между двумя подсистемами (верхним индексом $*$ обозначены транспонированные матрицы), L — матрица индуктивностей, i (i_a, i_b, i_c, i_f) — вектор токов индуктивной машины, C — матрица емкостей, U_a^* ($U_m^*, U_a^*, U_h^*, U_p^*$) — вектор напряжения емкостной машины, C_a — матрица емкостей, U_a^* ($U_m^*, U_a^*, U_h^*, 0$) — вектор напряжений якоря емкостной машины, L_a — матрица индуктивностей, i_a ($i_a, i_b, i_c, 0$) — вектор токов якоря индуктивной машины:

$$L_a = \begin{bmatrix} L_{ss} & L_{sf} \\ 0 & 0 \end{bmatrix}; \quad C_a = \begin{bmatrix} C_{RR} & C_{RP} \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где новая матрица взаимодействия выражается в форме

$$\hat{n} = \begin{bmatrix} n_{am}(q_a, \Psi_m^*) & 0 & 0 \\ 0 & n_{bn}(q_b, \Psi_n^*) & 0 \\ 0 & 0 & n_{cn}(q_c, \Psi_h^*) \end{bmatrix} \quad (12)$$

и имеет размерность времени.

Элементы матрицы n_{am} , n_{bn} , n_{cn} выражаются следующим образом:

$$n_{am} = n_0 \sqrt{L_{aa} C_{mm}}; \quad n_{bn} = n_0 \sqrt{L_{bb} C_{nn}}; \quad n_{cn} = n_0 \sqrt{L_{cc} C_{hh}}. \quad (13)$$

Для симметричных совмещенных машин при стационарных связях и режимах $n_{am} = n_{bn} = n_{cn} = n$. При этом уравнения электродинамики совмещенной машины примут вид:

уравнения токов и напряжений для статорных цепей

$$\begin{aligned}\frac{d\Psi_a}{dt} + Ri_a + n \frac{dU_m^*}{dt} &= U_{am}^*; \\ \frac{d\Psi_b}{dt} + Ri_b + n \frac{dU_n^*}{dt} &= U_{bn}^*; \\ \frac{d\Psi_c}{dt} + Ri_c + n \frac{dU_h^*}{dt} &= U_{ch}^*; \\ \frac{dQ_m^*}{dt} + GU_m^* + n \frac{di_a}{dt} &= i_{ma}^*; \\ \frac{dQ_n^*}{dt} + GU_n^* + n \frac{di_b}{dt} &= i_{nb}^*; \\ \frac{dQ_h^*}{dt} + GU_h^* + n \frac{di_c}{dt} &= i_{hc}^*; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}\frac{dQ_m^*}{dt} + GU_m^* + n \frac{di_a}{dt} &= i_{ma}^*; \\ \frac{dQ_n^*}{dt} + GU_n^* + n \frac{di_b}{dt} &= i_{nb}^*; \\ \frac{dQ_h^*}{dt} + GU_h^* + n \frac{di_c}{dt} &= i_{hc}^*; \end{aligned} \quad (15)$$

уравнения возбуждения для ротора

$$\frac{d\Psi_f}{dt} + i_f R_f = U_f; \quad \frac{dQ_p^*}{dt} + GU_p^* = i_p^*. \quad (16)$$

Уравнение движения ротора (11) сохранится в прежнем виде.

Уравнения электромагнитных моментов в общем случае имеют вид:

$$\begin{aligned}M_m &= -p_0 \frac{\partial T_m}{\partial \gamma} = -p_0/2 \left[i^* \frac{\partial L}{\partial \gamma} i + i^* \frac{\partial n}{\partial \gamma} U^* \right]; \\ M_e &= -p_0 \frac{\partial T_e}{\partial \gamma} = -p_0/2 \left[U^{*c} \frac{\partial C}{\partial \gamma} U^* + i^* \frac{\partial n}{\partial \gamma} U^* \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

При стационарных связях и режимах $i^*(\partial n/\partial \gamma)U^* = 0$, так как $n = \text{const}$, и системам уравнений (15—17) соответствует символическая векторно-матричная система уравнений

$$\begin{bmatrix} U_L \\ i_e^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_L & Z_{cL} \\ Z_{Lc} & Z_c \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_L \\ U_e^* \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где U_L , i_L — соответственно матрицы напряжений и токов индуктивной подсистемы, i_e^* , U_e^* — матрицы токов и напряжений емкостной подсистемы; Z_c — матрица проводимостей емкостной подсистемы; Z_{cL} и Z_{Lc} — матрицы, учитывающие влияние одной подсистемы на другую. При этом $Z_c = G + C\delta$; $Z_L = R + L\delta$; $Z_{Lc} = Z_{cL} = n\delta$ (δ — оператор дифференцирования) (5).

Таким образом, приведены дифференциальные уравнения магнито-электрондукционных электрических машин, на основе которых, в частном случае, представлены уравнения индуктивных и емкостных машин в матричном виде.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Մագնիսաէլեկտրաինդուկցիոն էլեկտրական մեքենաներ

Դիտարկված են համատեղված մագնիսաէլեկտրաինդուկցիոն մեքենաների (էներգափոխանակման պրոցեսների մասնակցում են և մագնիսական և էլեկտրական դաշտերը) տեսության հարցերը: Բերված են այդ մեքենաների հավասարումները, որոնցից փոխադրելության բացակայության դեպքում կստացվեն ինդուկտիվ և ունակային մեքենաների հայտնի հավասարումները:

ЛИТЕРАТУРА—ԴՐԱՎՈՒՄԻՔՅՈՒՆ

¹ А. Е. Каплянский, Введение в общую теорию электрических машин, ГЭИ. М.—Л., 1941. ² И. П. Копылов, Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, № 1. 1981, ³ А. А. Бальчитис, Емкостная подобласть индукционных процессов преобразования потоков энергии, Минтис, Вильнюс, 1973. ⁴ А. Г. Иосифьян, ДАН АрмССР, т. 51, № 4. (1970). ⁵ А. Г. Иосифьян, Г. Л. Арешян, ДАН АрмССР, т. 73, № 1 (1981); т. 73, № 2 (1981). ⁶ А. Г. Иосифьян, Вопросы электромеханики, Энергия, М., 1975.

УДК 530

ФИЗИКА

А. О. Меликян, С. М. Саакян

Вычисление температуры плавления ГЦК решетки в высокотемпературном приближении

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 1/II 1987)

Вычисление термодинамических величин для кристаллов из первых принципов—задача, вызывающая интерес на протяжении многих лет. Основные сложности, возникающие при этом, во-первых, определение спектра колебаний кристалла, во-вторых, учет ангармонизма межатомного взаимодействия. В настоящей работе в квазигармоническом приближении ^(1,2) и в высокотемпературном пределе найдена свободная энергия кристалла как функция объема. Сделанные допущения позволяют избежать при этом вычисления спектра колебаний.

Исходное выражение для свободной энергии F имеет вид ($\hbar=1$, $k=1$)

$$F = F_0 + T \sum_{\vec{k}, j} \ln \frac{\omega_{\vec{k}, j}}{T}, \quad (1)$$

где $\omega_{\vec{k}, j}$ —частоты нормальных колебаний ($\omega_{\vec{k}, j}^2$ есть собственное значение динамической матрицы, зависящее от постоянных решетки), $\vec{k}$ —волновой вектор, j нумерует ветви колебаний, а

$$F_0 = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} U_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

где U —потенциал парного взаимодействия. Преобразуем член с логарифмом в формуле (1)

$$\sum_{\vec{k}, j} \ln \omega_{\vec{k}, j} = \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}, j} \ln \omega_{\vec{k}, j}^2 = \frac{1}{2} \ln \prod_{\vec{k}, j} \omega_{\vec{k}, j}^2 = \frac{1}{2} \ln D, \quad (3)$$

где D —детерминант динамической матрицы. Для свободной энергии получаем

$$F = F_0 + \frac{T}{2} \ln D - 3NT \ln T, \quad (4)$$

здесь N —число атомов в кристалле. Как видно из (2), для нахождения свободной энергии достаточно вычислить D . Это нетрудно сделать, если заметить, что в представлении блоховских волн динамичес-

кая матрица приобретает блочную структуру, следовательно детерминант факторизуется:

$$D = \prod_{\vec{k}, j} \omega_{\vec{k}, j}^2 = \prod_{\vec{k}} \prod_j \omega_{\vec{k}, j}^2 = \prod_{\vec{k}} D_{\vec{k}}.$$

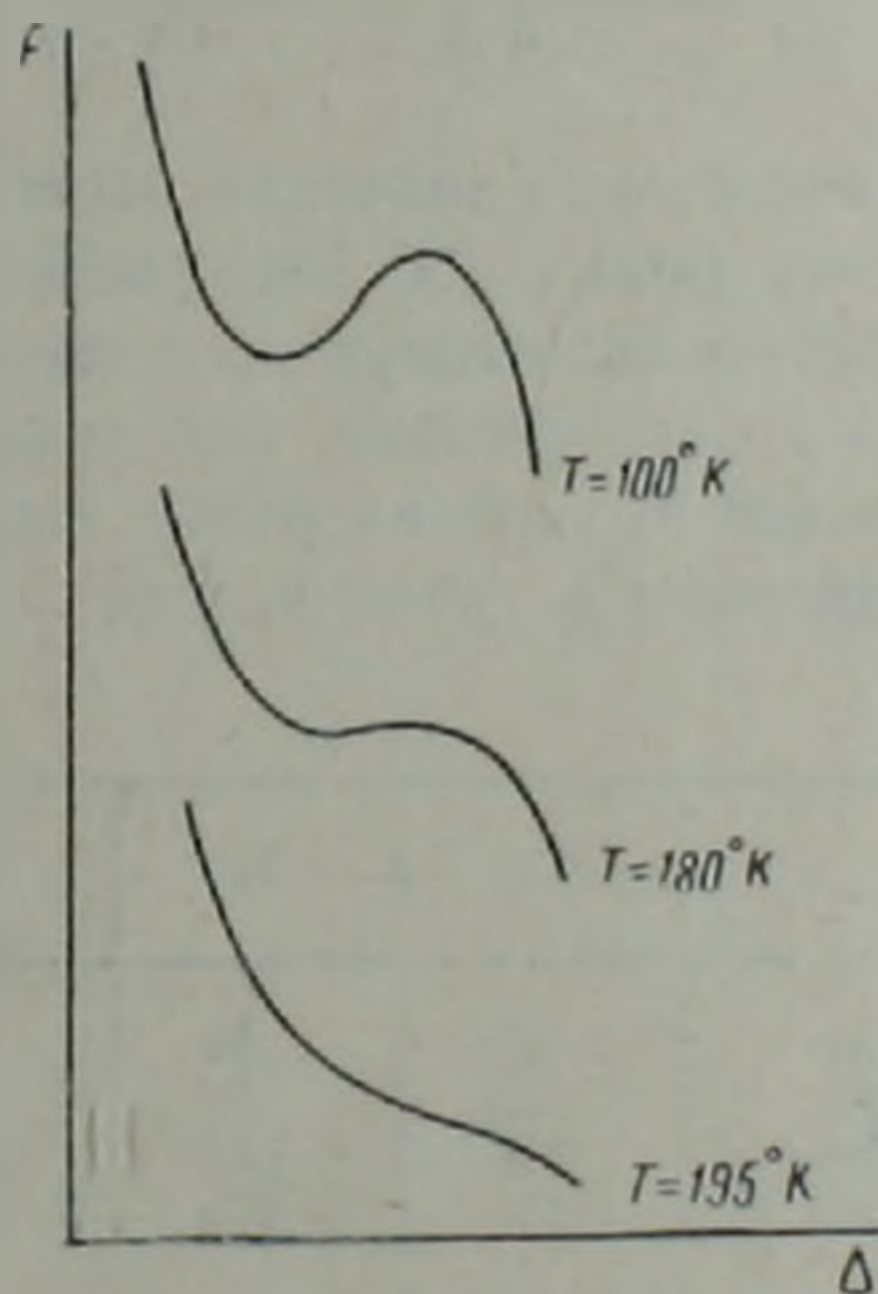
Для ГЦК решетки блок $D_{\vec{k}, \mu\nu}$ динамической матрицы имеет вид ⁽²⁾

$$D_{\vec{k}, \mu\nu} = \sum_{\vec{R}} \sin^2 \frac{\vec{k}\vec{R}}{2} \left(A \delta_{\mu\nu} + B \frac{R_\mu R_\nu}{R^2} \right), \quad (5)$$

где $A = 2dU/RdR$, $B = 2d^2U/dR^2 - A$, $\vec{R}$ — радиус-вектор, соединяющий какой-либо атом с соседями, R_μ — его компоненты. Таким образом, получаем

$$F = F_0 + \frac{T}{2} \sum_{\vec{k}} \ln D_{\vec{k}} - 3NT \ln T. \quad (6)$$

Как в квазигармоническом приближении, так и в приближении самосогласованных фононов зависимость свободной энергии от объема качественно совпадает с кривой на рисунке ^(2,4). С ростом температуры экстремумы сближаются, и при $T = T_c$ свободная энергия



Зависимость свободной энергии ксенона от постоянной ГЦК решетки при различных температурах

становится монотонно убывающей функцией объема. Так как при этом $\partial F/\partial V < 0$, то система будет устойчивой только при наличии внешнего давления, что можно интерпретировать как переход в жидкое состояние. Конечно, надо иметь в виду, что выражение (4) справедливо только при $T < T_c$.

Покажем, что при $T \rightarrow T_c$ свободная энергия имеет особенность. При достаточно малых $T_c - T$ функцию $F(V)$ можно аппроксимировать кубической параболой

$$F = \frac{a(T)}{3} (V_0 - V)^3 + b(T)(V_0 - V) + c(T), \quad (7)$$

где V_0 —точка перегиба. Из уравнения состояния $\partial F/\partial V = -p$, где p —давление, находим

$$V(T, p) = V_0 - \sqrt{p - b(T)}. \quad (8)$$

Слияние экстремумов происходит, когда подкоренное выражение обращается в нуль, значит $b(T_c) = p$. При фиксированном p разность $p - b(T)$ обращается в нуль по линейному закону, т. е. $p - b(T) \sim T_c - T$, отсюда

$$\frac{\partial V}{\partial p} \sim (T_c - T)^{-\frac{1}{2}}, \quad \frac{\partial F}{\partial T} \sim (T_c - T)^{-\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

Рассчитаем T_c для инертных газов, выбрав для описания межатомного взаимодействия потенциал Ленарда—Джонса. Для ГЦК решетки при учете дальнего действия имеем ⁽⁵⁾

$$\frac{F_0}{N} = 2\varepsilon \left[12,13 \left(\frac{\sigma}{\Delta} \right)^{12} - 14,15 \left(\frac{\sigma}{\Delta} \right)^6 \right], \quad (10)$$

где Δ —постоянная решетки, а значения параметров ε и σ для различных инертных газов даны в ⁽⁶⁾. При расчете величин мы ограничились первыми двумя координационными сферами. На рисунке приведены кривые $F(V)$ для ксенона, полученные из формулы (4) с помощью ЭВМ. Значения T_c для инертных газов, полученные на основе формулы (4), сведены в таблицу, где для сравнения наряду

	T_ε	T_c	T_p
Ne	25	30	72
Ar	83	100	380
Kr	116	137	450
Xe	161	195	760

T_ε —экспериментальное значение температуры плавления; T_c —температура исчезновения минимума свободной энергии; T_p —температура, вычисленная в работе ⁽⁴⁾

с экспериментальными приведены также теоретические значения из работы ⁽⁴⁾ (все при нулевом давлении).

Авторы благодарят М. Л. Тер-Микаеляна за обсуждение и А. С. Арутюняна за помощь при выполнении численных расчетов.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Քվազիհարմոնիկ մոտավորության շրջանակներում նկե ցանցի
հալման ջերմաստիճանի հաշվարկ

Շրջանցելով սպեկտրը գտնելու պրոցեսիւրան, քվազիհարմոնիկ մոտա-
վորությամբ հաշվարկված է նկե բյուրեղի ազատ էներգիան: Որպես մոդել
վերցված է իներտ գազի բյուրեղային կառուցվածքը: Հաշվարկի արդյունքը
բավականաչափ լավ համընկնում է էքսպերիմենտալ տվյալների հետ:

ЛИТЕРАТУРА—ԴՐԱՆԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. Лейбфрид, В. Людвиг, Теория ангармонических эффектов в кристаллах, ИЛ, М., 1963 ² А. О. Меликян, С. М. Суакян, ФТТ, т. 28, № 11 (1987) ³ Н. А. Ашкрофт, Н. Мермин, Физика твердого тела, Мир, М., 1978. ⁴ L. M. Moleco, H. R. Glyed, Phys. Rev, B 27, № 10 (1983). ⁵ J. E. Lennard-Jones, A. Ingham, Proc. Roy. Soc. (London), A 107, № 636 (1925). ⁶ А. А. Рудциг, В. М. Смирнов, Параметры атомов и атомных ионов, Атомиздат, М., 1986.

УДК 530.145

ФИЗИКА

А. А. Саарян

Вакуумные средние тензора энергии-импульса электромагнитного поля для областей с границами цилиндрической симметрии

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. С. Саакяном 5/VI 1987)

В ряде приложений теории поля приходится рассматривать квантованные поля в ограниченных областях. Наличие границ может привести к новым квантовым явлениям, не имеющим аналогов в свободном пространстве. Одним из наиболее известных явлений такого рода является эффект Казимира—изменение вакуумных средних физических величин вследствие модификации квантовых флуктуаций вакуума граничными условиями ^(1, 2). Он впервые был обнаружен в ⁽³⁾, где было показано, что две незаряженные, проводящие, параллельные пластины в вакууме притягиваются с силой, обратно пропорциональной четвертой степени расстояния между ними. Эффект Казимира имеет важное значение в разных областях физики ⁽⁴⁻⁶⁾. В настоящее время он исследован для разных полей в областях с границами различной формы (см., например, ^(1, 7-9) и приведенные там ссылки).

В данной работе в нулевом порядке теории возмущений вычислены вакуумные средние тензора энергии-импульса (ТЭИ) электромагнитного поля в области между двумя идеально проводящими соосными цилиндрическими поверхностями. В предельных случаях отсюда получаются вакуумные средние ТЭИ внутри и вне цилиндрической поверхности, а также между параллельными пластинами (конфигурация Казимира).

1. При наличии границ вакуумные средние ТЭИ электромагнитного поля определяются выражением ^(1, 2)

$$\langle 0|T_{ik}|0\rangle = \sum_n T_{ik}\{A_n(x), A_n^*(x)\}, \quad (1)$$

где (A_n, A_n^*) —полная ортонормированная система положительно- и отрицательно-частотных решений уравнений поля, удовлетворяющих граничным условиям. Для области между двумя соосными идеально проводящими цилиндрическими поверхностями в качестве A_n удобно брать решения, описывающие цилиндрические волны магнитного (ниже $n=0$) и электрического ($n=1$) типов. Подставляя соответствующие им вектор-потенциалы в формулу (1), получим

$$\langle 0|T_{ik}^0|0\rangle = \text{diag}(\epsilon, -p_1, -p_2, -p_3), \quad (2)$$

где выбрана цилиндрическая система координат (r, φ, z) с ортами e_i , $i=1, 2, 3$ (e_3 направлено вдоль оси цилиндров). Плотность энергии

вакуумма ϵ , давления p_l в направлениях e_l даются выражениями ($h = c \doteq 1$)

$$q = \frac{1}{32a} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \sum_{l,n} \frac{\gamma^2 \beta_{nm}^2 f_{nm}^q(\gamma r, \gamma a)}{\sqrt{k^2 + \gamma^2}}, \quad q = \epsilon, p_1, p_2 \quad (3)$$

и $p_3 = \epsilon - p_1 - p_2$ (след ТЭИ равен нулю). Здесь a и b радиусы внутренней и внешней поверхностей, соответственно,

$$f_{nm}'(\gamma r, \gamma a) = P_{nm}'(\gamma r, \gamma a) + (2k^2 + \gamma^2) [P_{nm}''(\gamma r, \gamma a) + m^2 P_{nm}'(\gamma r, \gamma a) / \gamma^2 r^2] / \gamma^2, \quad (4)$$

$$f_{nm}^{p_l}(\gamma r, \gamma a) = (-1)^l P_{nm}''(\gamma r, \gamma a) + [1 + (-1)^l m^2 / \gamma^2 r^2] P_{nm}'(\gamma r, \gamma a), \quad l = 1, 2,$$

$$P_{nm}(\gamma r, \gamma a) = J_m(\gamma r) Y_m^{(n)}(\gamma a) - Y_m(\gamma r) J_m^{(n)}(\gamma a), \quad n = 0, 1,$$

где $J_m(x)$ и $Y_m(x)$ — функции Бесселя и Неймана целочисленного порядка m , штрих над P_{nm} означает производную по γr , а $F^{(n)}(x)$ — производная функции $F(x)$ порядка n . В (3) суммирование проводится по тем γ , для которых

$$J_m^{(n)}(\gamma b) Y_m^{(n)}(\gamma a) - Y_m^{(n)}(\gamma b) J_m^{(n)}(\gamma a) = 0, \quad n = 0, 1, \quad (5)$$

соответствующие граничным условиям $e_1 \times E = e_1 \cdot H = 0$ (E и H напряженности поля) на идеально проводящих поверхностях $r = a$ и $r = b$. Известно, что уравнения (5) имеют бесконечно много действительных корней и что все они простые. Коэффициенты β_{nm} определяются из условия нормировки функций $A_n(x)$ и равны

$$\beta_{nm}^{-2} = [(1 - m^2 / \gamma^2 b^2)^n J_m^{(n)2}(\gamma a) / J_m^{(n)2}(\gamma b) - (1 - m^2 / \gamma^2 a^2)^n] / \gamma a. \quad (6)$$

2. Выражения (3) расходятся. В области $a < r < b$ регуляризация этих величин сводится к вычитанию соответствующих вакуумных средних для пространства без границ. Чтобы осуществить эту процедуру, в расходящиеся выражения введем обрезавшую функцию $\psi_{t_1 t_2}(k, \gamma)$ (t_1 и t_2 параметры обрезания по k и γ , соответственно, $\psi_{00} = 1$) так, чтобы они стали конечными. Для суммирования ряда по γ (по решениям уравнения (5)) удобно воспользоваться формулой

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{\infty} \beta_{nm}^2(\gamma_{m,k}^{(n)}) f(\gamma_{m,k}^{(n)}) &= \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{f(x) dx}{J_m^{(n)2}(x) + Y_m^{(n)2}(x)} - \\ &- \frac{1}{\pi} \operatorname{Res}_{z=0} \frac{H_m^{(1)(n)}(\eta z) f(z) / H_m^{(1)(n)}(z)}{J_m^{(n)}(\eta z) Y_m^{(n)}(z) - J_m^{(n)}(z) Y_m^{(n)}(\eta z)} + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{K_m^{(n)}(\eta x)}{K_m^{(n)}(x)} \times \\ &\times \frac{f(x e^{x/2}) + f(x e^{-x/2})}{K_m^{(n)}(x) I_m^{(n)}(\eta x) - K_m^{(n)}(\eta x) I_m^{(n)}(x)} dx, \quad \eta = b/a > 1, \end{aligned} \quad (7)$$

которая получается из обобщенной формулы Абеля — Плана (¹⁰). Здесь $\gamma_{m,k}^{(n)} \neq 0$ ($0 < \gamma_{m,k}^{(n)} < \gamma_{m,k+1}^{(n)}$) корни уравнения (5), $H_m^{(1)}$ — функция Ханкеля, I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя. Формула (7) справедлива для аналитической в правой полуплоскости функции $f(z)$, растущей на бесконечности медленнее, чем $\exp[2(\eta - 1)|\operatorname{Im} z|]$ (на

мнимой оси $f(z)$ может иметь точки ветвления, которые следует обходить справа).

$$\text{В (7) положим } f(x) = \frac{z^2 f_{nm}^q(zx, z)}{\sqrt{z^2/a^2 + k^2}} \psi_{t_1 t_2}(k, z/a), \quad x = r/a.$$

После суммирования по γ и выделения в выражениях (3) вклада пустого пространства Минковского можно показать, что оставшиеся выражения сходятся достаточно быстро, так что в них обрезание можно снять, положив $t_1 = t_2 = 0$ (результат не зависит от вида функции ψ). Таким образом, для регуляризованных компонент ТЭИ в области между соосными цилиндрическими поверхностями получаем

$$\text{reg } q(r) = q^{\text{out}}(a, r) + q^{(ab)}(r), \quad q = \epsilon, p_i, \quad (8)$$

где $q^{\text{out}}(a, r)$ — компоненты вакуумного ТЭИ вне одиночной идеально проводящей цилиндрической поверхности радиуса a

$$q^{\text{out}}(a, r) = \frac{1}{4\pi^2 a^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z^3 \left[\frac{I_m(z)}{K_m(z)} + \frac{I'_m(z)}{K'_m(z)} \right] F_m^q(zx) dx, \quad x = \frac{r}{a} > 1, \quad (9)$$

$F_m^* = K_m^2(zx)$, $F_m^{p_1} = (1 + m^2/z^2 x^2) K_m^2(zx) - K_m'^2(zx)$, $F_m^{p_2} = -F_m^*$, $F_m^{p_3} = 2F_m^* - F_m^{p_1}$, штрих над суммой означает, что член с $m=0$ следует брать с весом $1/2$,

$$q^{(ab)} = \frac{1}{4\pi^2 a^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z^3 \sum_{n=0,1} \frac{K_m^{(n)}(\eta z) F_{nm}^q(zx, z) / K_m^{(n)}(z)}{K_m^{(n)}(z) I_m^{(n)}(z\eta) - K_m^{(n)}(z\eta) I_m^{(n)}(z)} dz, \quad (10)$$

$$F_{nm}^*(zx, z) = [I_m^{(n)}(zx) K_m^{(n)}(z) - I_m^{(n)}(z) K_m^{(n)}(zx)]^2, \quad F_{nm}^{p_1} = -F_{nm}^*, \quad F_{nm}^{p_2} = 2F_{nm}^* - F_{nm}^{p_1},$$

$$F_{nm}^{p_3}(zx, z) = (1 + m^2/z^2 x^2) F_{nm}^* - [I_m^{(n)}(zx) K_m^{(n)}(z) - I_m^{(n)}(z) K_m^{(n)}(zx)]^2.$$

Величины $q^{(ab)}(r)$ конечны при всех $a \leq r < b$ и расходятся на поверхности $r = b$ (о природе расходимостей на поверхности идеального проводника см. (11)). В предельных случаях из формул (8) — (10) получаются вакуумные средние ТЭИ вне и внутри одиночной цилиндрической поверхности:

$$\text{reg } q \approx q^{\text{in}}(b, r) \text{ при } a/r, a/b \ll 1; \text{reg } q \approx q^{\text{out}}(a, r) \text{ при } r/b, a/b \ll 1,$$

где $q^{\text{in}}(b, r)$ — компоненты ТЭИ внутри цилиндрической поверхности радиуса b

$$q^{\text{in}}(b, r) = \frac{1}{4\pi^2 b^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z^3 \left[\frac{K_m(z)}{I_m(z)} + \frac{K'_m(z)}{I'_m(z)} \right] \bar{F}_m^q(zr/b) dz, \quad (11)$$

$$\bar{F}_m^*(y) = I_m^2(y), \quad \bar{F}_m^{p_1}(y) = (1 + m^2/y^2) I_m^2(y) - I_m'^2(y), \quad \bar{F}_m^{p_2} = -\bar{F}_m^*, \quad \bar{F}_m^{p_3} = 2\bar{F}_m^* - \bar{F}_m^{p_1}.$$

При $b - a \ll b$ в (8) основной вклад дают большие m , и поэтому можно воспользоваться равномерными асимптотическими разложениями I_m и K_m . После несложных вычислений можно убедиться, что в этом пределе компоненты ТЭИ совпадают с соответствующими величинами для области между параллельными пластинами (3), например, $\approx -\pi^2/720(b-a)^4$.

Компоненты ТЭИ в области между цилиндрическими поверхностями можно представить также в виде

$$\operatorname{reg} q(r) = q^{\text{in}}(b, r) + \bar{q}^{(ab)}(r),$$

$$\bar{q}^{(ab)}(r) = \frac{1}{4\pi^2 b^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z \sum_{n=0,1} (-1)^n \frac{I_m^{(n)}(z/\eta) F_{nm}^q(zr/b, z) / I_m^{(n)}(z)}{K_m^{(n)}(z/\eta) I_m^{(n)}(z) - K_m^{(n)}(z) I_m^{(n)}(z/\eta)} dz. \quad (12)$$

Величины $\bar{q}^{(ab)}$ конечны при всех $a < r \leq b$ и расходятся на поверхности $r=a$. Из вышесказанного следует, что если ТЭИ записать в виде

$$\operatorname{reg} q(r) = q^{\text{out}}(a, r) + q^{\text{in}}(b, r) + \Delta q(a, b, r), \quad (13)$$

то «интерференционный член» Δq будет конечным при всех $a \leq r \leq b$. Кроме указанных выше соотношений ($p_1 = -\epsilon$, $p_2 = 2\epsilon - p_1$) величины q , q^{in} , q^{out} удовлетворяют также уравнению непрерывности $T_{ik}^k = 0$, которое в случае цилиндрической симметрии имеет вид

$$p_1'(r) + 2(p_1 - \epsilon)/r = 0. \quad (14)$$

3. Рассмотрим теперь силы взаимодействия между цилиндрическими поверхностями. Сила, действующая на единицу площади внутренней поверхности со стороны внешней, равна $\Delta F^{(a)} = -p_1^{(ab)}(a)$. Если теперь воспользоваться выражением (10) для $p_1^{(ab)}$, то получим

$$\Delta F^{(a)} = \frac{1}{4\pi^2 a^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z \sum_{n=0,1} (-1)^n \frac{(1+m^2/z^2)^n K_m^{(n)}(z\eta) / K_m^{(n)}(z)}{I_m^{(n)}(z\eta) K_m^{(n)}(z) - I_m^{(n)}(z) K_m^{(n)}(z\eta)} dz. \quad (15)$$

Аналогичным образом для силы, действующей на единицу площади внешней поверхности со стороны внутренней $-\Delta F^{(b)} = \bar{p}_1^{(ab)}(b)$, из (12) имеем

$$\Delta F^{(b)} = \frac{1}{4\pi^2 b^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} z \sum_{n=0,1} (-1)^n \frac{(1+m^2/z^2)^n I_m^{(n)}(z/\eta) / I_m^{(n)}(z)}{I_m^{(n)}(z) K_m^{(n)}(z/\eta) - I_m^{(n)}(z/\eta) K_m^{(n)}(z)} dz. \quad (16)$$

Отметим, что силы взаимодействия между цилиндрическими поверхностями $\Delta F^{(a)}$ и $\Delta F^{(b)}$ всегда имеют характер притяжения (см. таблицу). Аналогичная ситуация имеет место и для сферического конденсатора (12).

a/b	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
$a^4 \Delta F^{(a)}$	$3.12 \cdot 10^{-5}$	$4.43 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.34 \cdot 10^{-2}$	$5.92 \cdot 10^{-2}$	0.27	1.45	11.6	273
$-b^4 \Delta F^{(b)}$	$1.14 \cdot 10^{-2}$	$2.72 \cdot 10^{-2}$	$6.17 \cdot 10^{-2}$	0.147	0.362	1.04	3.77	21.2	364

Выше мы предполагали, что взаимодействие квантованного электромагнитного поля с проводником описывается граничными условиями идеальной проводимости для всех частот. Из асимптотических разложений подынтегральных функций в (9) и (11) следует, что в величины $q^{\text{out}}(a, r)$, $q^{\text{in}}(b, r)$ основной вклад дают частоты $\omega \leq |a-r|^{-1}$, $|b-r|^{-1}$, соответственно. Следовательно, выражения (9), (11) остаются в силе и для неидеальных проводников вплоть до расстояний r ,

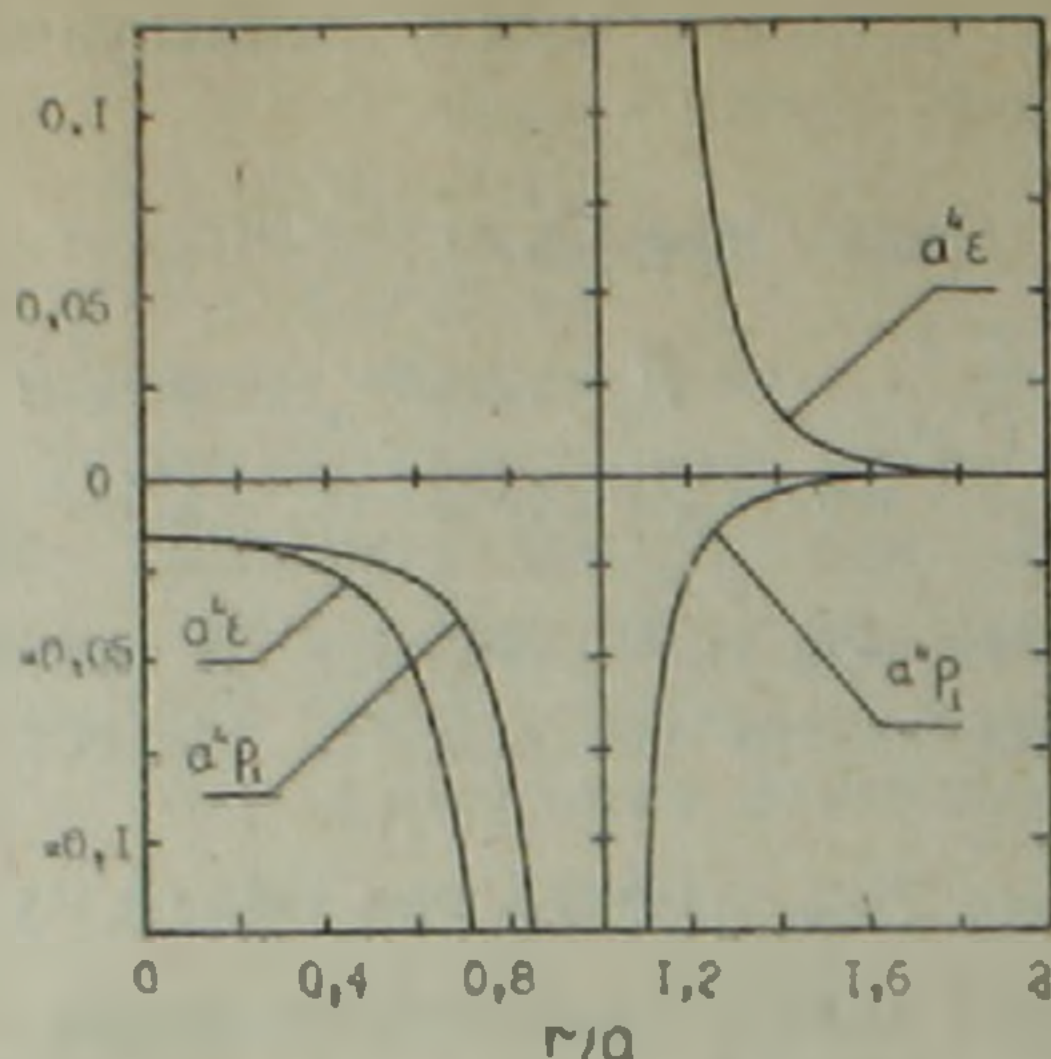


Рис. 1. Плотность энергии вакуума ϵ и радиальное давление p_r в зависимости от расстояния r до оси идеально проводящей цилиндрической поверхности

при которых $|a-r|^{-1}, |b-r|^{-1} \ll \omega_0$, где ω_0 — характеристическая для данного проводника частота, такая, что при $\omega \geq \omega_0$ условие идеальной проводимости нарушается. Что же касается $\Delta q(a, b, r)$, то нетрудно убедиться, что при высоких частотах подынтегральная функция для этих величин стремится к нулю как $\exp[-2(b-a)\omega]$. Отсюда следует, что полученные для Δq результаты остаются в силе при всех значениях $a \leq r \leq b$ и для неидеальных проводников, если $(b-a)^{-1} \ll \omega_0$. Отметим, что при $b-a \gg d$, где d — расстояние порядка межатомных, величины Δq полностью определяются макроскопической теорией.

Результаты численных расчетов величин $q^{\text{in}}, q^{\text{out}}, \Delta q$ представлены на рис. 1, 2. В частности, эти расчеты показывают, что все Δq имеют те же знаки, что и соответствующие величины в случае вакуума между параллельными пластинами. На рис. 2 $p_{\text{пл}} = -\pi^2/240(b-a)^4$ —

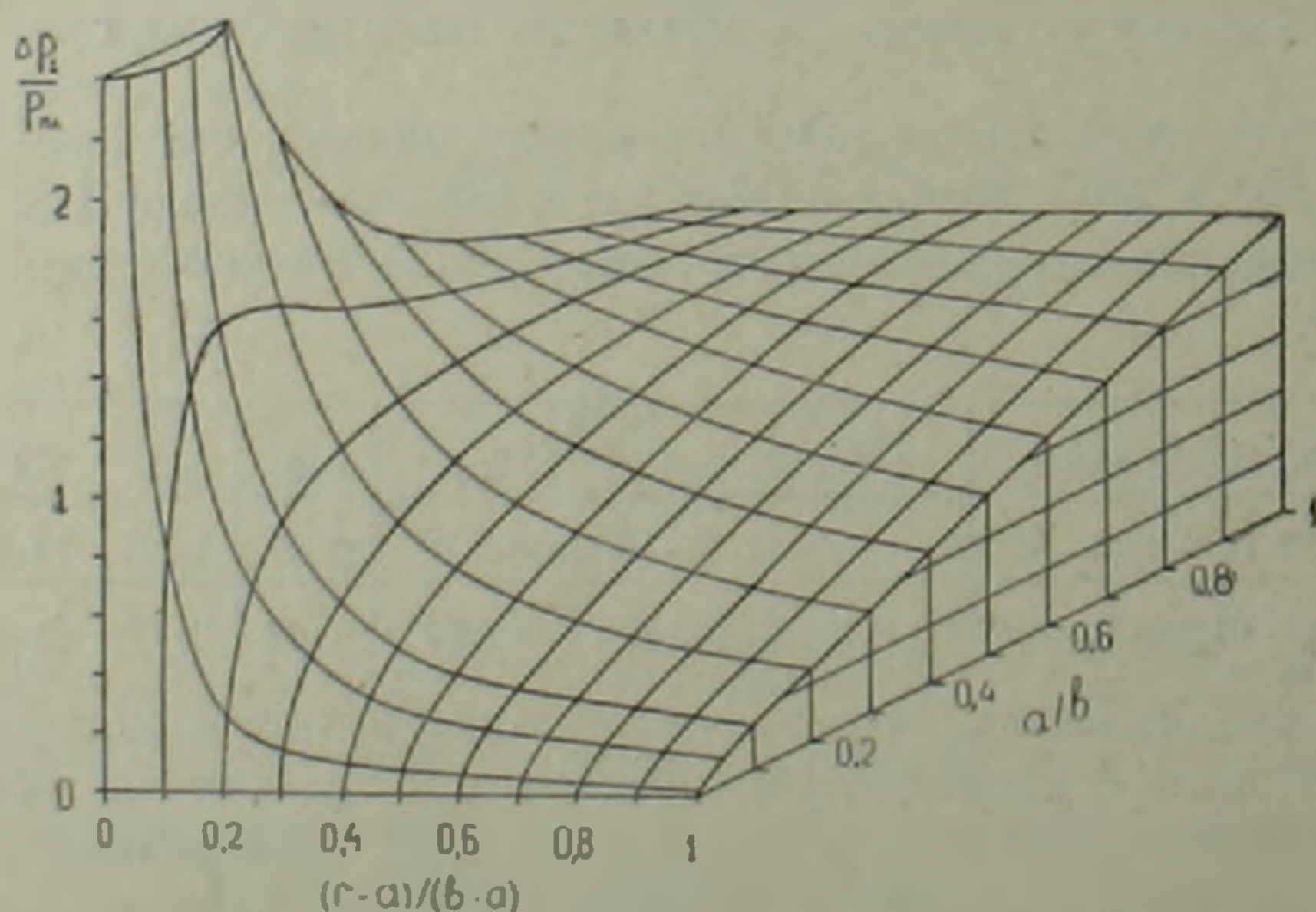


Рис. 2. Дополнительное радиальное давление Δp_r (см. (13)) вакуума в области между соосными цилиндрическими поверхностями с радиусами a и b .

давление вакуума между пластинами (расположенными на расстоянии $(b-a)$ друг от друга) в направлении, перпендикулярном плоскости пластин.

Автор признателен академику АН АрмССР Г. С. Саакяну и Л. Ш. Григоряну за интерес к работе, ценные стимулирующие обсуждения и полезные замечания.

Институт прикладных проблем физики
Академии наук Армянской ССР

Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ

էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիա-իմպուլսի տենզորի
վակուումային միջինները գլանային համաչափությամբ սահմաններով
տիրույթների համար

Ուսումնասիրված է էլեկտրամագնիսական վակուումի վիճակը երկու համաառանցք իդեալական հաղորդիչ գլանային մակերևույթների միջև: Կտնված են էներգիա-իմպուլսի տենզորի բաղադրիչների վակուումային միջինները: Վերանորմավորումը կատարվում է Աբել-Պլանայի ընդհանրացված բանաձևի միջոցով: Հաշվված են փոխազդեցության ուժերը գլանային մակերևույթների միջև: Ցույց է տրվում, որ վակուումային ճնշումը գլանների առանցքի ուղղությամբ հավասար է էներգիայի խտությանը հակառակ նշանով: Որպես սահմանային դեպքեր ստացվում են վակուումային էներգիա-իմպուլսի տենզորի բաղադրիչները իդեալական հաղորդիչ գլանային մակերևույթի ներսում և դրսում, ինչպես նաև երկու հարթ զուգահեռ թիթեղներով սահմանափակված տիրույթում: Բերված են էներգիա-իմպուլսի տենզորի բաղադրիչների թվային հաշվարկների արդյունքները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, С. М. Мостепаленко, Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, Атомиздат, М., 1980. ² H. Burrell, P. Davis, Квантованные поля в искривленном пространстве-времени, Мир, М., 1984. ³ H. B. G. Casimir, Proc. Kon. Ned. Acad. Wet., v. 51, p. 793 (1948). ⁴ T. H. Boyer, Ann. Phys., v. 56, p. 474 (1970). ⁵ P. Candelas, Ann. Phys., v. 167, p. 257 (1986). ⁶ P. Candelas, S. Weinberg, Nucl. Phys., v. B237, p. 397 (1984). ⁷ R. Balian, B. Duplantier, Ann. Phys., v. 112, p. 165 (1978). ⁸ J. Ambjorn, S. Wolfram, Ann. Phys., v. 147, p. 1 (1983). ⁹ G. Plunien, B. Müller, W. Greiner, Phys. Rep., v. 134, p. 87 (1986). ¹⁰ А. А. Саарян, Изв. АН АрмССР. Математика, т. 22, с. 181 (1987). ¹¹ D. Deutsch, P. Candelas, Phys. Rev. D, v. 20, p. 3063 (1979). ¹² Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, Изв. АН АрмССР. Физика, т. 22, №1, с. 3 (1987).

УДК 535.371 ,

ФИЗИКА

С. Т. Геворкян, Г. Ю. Кричков

Квантовые флуктуации высших порядков и сжатые состояния в оптическом резонаторе

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 20/X 1987)

Исследованы временные корреляционные функции интенсивностей в процессе четырехволнового смещения в оптическом резонаторе. Обсуждена возможность реализации сжатых состояний света в четвертом порядке по квантовому полю.

1. Работа посвящена дальнейшему развитию теории невырожденного четырехволнового смещения в оптическом резонаторе. Этот процесс привлекает внимание как источник электромагнитного поля в сжатом состоянии ⁽¹⁾ и в последнее время широко обсуждается ^(2,3). Он обусловлен взаимодействием поля накачки и двух параметрически связанных мод поля излучения в нелинейной среде. Резонатор с поглощением приводит к образованию стационарных значений для интенсивностей мод и дисперсий флуктуаций.

В настоящее время рассмотрены лишь среднеквадратичные флуктуации двухмодового поля. Нами в работе исследуются квантовые флуктуации высших порядков по полю. Получены новые результаты для временных корреляционных функций интенсивностей двух мод. Обсуждена проблема сжатых состояний света в четвертом порядке по квантовому полю.

2. Рассмотрим корреляционные функции

$$G_{ij}(t, t+\tau) = \langle a_i^*(t) a_j^*(t+\tau) a_j(t+\tau) a_i(t) \rangle$$

операторов рождения и уничтожения двух мод с частотами $\omega_1 \neq \omega$, $\omega_2 \neq \omega$, связанными с частотой лазера ω условием $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$. Вычисления в стационарном режиме для времени задержки $\tau > 0$ приводят к следующим результатам:

$$G_{11}(\tau) = n_1^2 + |\langle a_1^*(\tau) a_1 \rangle|^2; \tag{1}$$

$$G_{12}(\tau) = n_1 n_2 + |\langle a_2(\tau) a_1 \rangle|^2; \tag{2}$$

$$\langle a_1^*(\tau) a_1 \rangle = b_+ \exp(g_+^* \tau) - b_- \exp(g_-^* \tau); \tag{3}$$

$$\langle a_2(\tau) a_1 \rangle = c_+ \exp(g_+^* \tau) - c_- \exp(g_-^* \tau). \tag{4}$$

В них использованы обозначения:

$$b_{+,-} = (g_+^* - g_-^*)^{-1} [(g_{+,-}^* - \kappa_2 + \Gamma) n_1 + \mu_2 g]; \tag{5}$$

$$c_{+,-} = (g_+^* - g_-^*)^{-1} [(g_{+,-}^* - \kappa_1 + \Gamma) g + \mu_1^* n_1]; \tag{6}$$

$$2g_{\pm} = x_1 + x_2 - 2\Gamma \pm [(x_1 - x_2)^2 + 4\mu_2\mu_1]^{1/2}. \quad (7)$$

В стационарном режиме число фотонов в моде $n_1 = \langle a_1^* a_1 \rangle$ и аномальный коррелятор $g = \langle a_1 a_2 \rangle$ вычислены и исследованы в работах ^{(2,3)*}, а Γ — коэффициент поглощения резонатора на частотах ω_1 и ω_2 , равный $\omega/2Q$, где Q — добротность резонатора.

При получении этих результатов использованы: теорема о регрессии флуктуаций ⁽⁵⁾ и уравнения для корреляционных функций, приведенные в предыдущей работе ⁽⁴⁾. Там же приведены выражения для атомных поляризуемостей α_i и коэффициентов параметрической связи μ_i для различных атомных систем. Существенно, что полученные решения (1) — (7) имеют место в стационарном режиме, ниже порога генерации в резонаторе, когда $\langle a_i \rangle = 0$.

3. Структура выражений (1) — (2) характерна для полей с гауссовой статистикой. Нетривиальным, однако, является то, что корреляторы (3), (4) содержат нелинейные эффекты корреляций фотонов. Причем корреляторы можно записать в форме, удобной для анализа стандартными методами спектроскопии флуктуаций интенсивностей. В частности, получаем выражение

$$|\langle a_2(\tau) a_1 \rangle|^2 = |c_+|^2 \exp(2\operatorname{Re} g_+ \tau) + |c_-|^2 \exp(2\operatorname{Re} g_- \tau) - 2|c_+ c_-| \exp(\operatorname{Re} g_+ \tau + \operatorname{Re} g_- \tau) \cos(\Delta \tau - \varphi), \quad (8)$$

где $\Delta = \operatorname{Im} \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + 4\mu_2\mu_1}$, $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(c_+ c_-)}{\operatorname{Re}(c_+ c_-)}$, содержащее эффекты биений. Существенно, что параметр осцилляций Δ характеризует лишь нелинейную среду и не содержит ширину поглощения резонатора.

Для случая резонатора с большим поглощением $\Gamma \gg |x_i|$, $|\mu_i|$ и для значений $|\mu_i| \tau \ll 1$ для нормированной корреляционной функции получаем

$$\frac{G_{12}(\tau) - n_1 n_2}{n_1 n_2} = \frac{|\lambda|^2}{\beta_1 \beta_2} \exp\left(-\frac{\omega}{Q} \tau\right). \quad (9)$$

Здесь: λ — амплитуда когерентного процесса двухфотонного излучения на отдельном атоме, а β_i — скорость излучения фотонов частоты ω_i в процессе резонансной флуоресценции ^(4,6).

4. Приведем результаты по сжатым состояниям комбинированной моды, которая описывается следующим оператором электрического поля ⁽⁷⁾:

$$E = E_0 (A_1(t) \cos \omega t + A_2(t) \sin \omega t) = E_0 (A(t) e^{-i\omega t} + A^+(t) e^{i\omega t}), \quad (10)$$

где $A_m = a_m e^{-i\epsilon t} + a_m^+ e^{i\epsilon t}$, ($m = 1, 2$), причем $\epsilon = \omega_1 - \omega = \omega - \omega_2$, $|\epsilon| \ll \omega$,

$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 + a_2^+)$, $a_2 = \frac{i}{\sqrt{2}} (-a_1 + a_2^+)$. Как известно, среднеквадратичные дисперсии комбинированной моды равны $\langle (\Delta A_{1,2})^2 \rangle = 1 + n_1 +$

* Для задачи распространения и параметрического усиления мод эти величины исследованы в работе ⁽⁴⁾.

$+n_2 \pm 2\text{Reg}$. Рассмотрим флуктуации $\langle(\Delta A_{1,2})^4\rangle$, которые содержат моменты четвертого порядка полей a_1, a_2 . Для сжатых состояний в низшем порядке $\langle(\Delta A_1)^2\rangle \langle(\Delta A_2)^2\rangle < 1$ (либо $\langle(\Delta A_2)^2\rangle \langle(\Delta A_1)^2\rangle < 1$). Аналогичное условие в четвертом порядке по полю можно получить следуя работе (5) — $\langle(\Delta A_1)^4\rangle < 3$.

Существенно, что для процесса четырехволнового смешения моменты поля высших порядков выражаются через моменты второго порядка. В итоге вычисления приводят к следующему простому результату:

$$\langle(\Delta A_{1,2})^4\rangle = 3\langle(\Delta A_{1,2})^2\rangle^2. \quad (11)$$

Из (11) и приведенных выше условий следует, что сжатые состояния в четвертом порядке реализуются автоматически, если имеет место сжатие во втором порядке.

5. Обсудим вопрос о сжатых состояниях квадрата амплитуды комбинированной моды (10)

$$A^2 = d_1 + id_2, \quad d_1^+ = d_1, \quad d_2^+ = d_2, \quad (12)$$

где $A(t) = \frac{1}{2}(A_1(t) + iA_2(t)) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1(t)e^{-i\omega t} + a_2(t)e^{i\omega t})$. Теперь, используя коммутатор $[A(t), A^+(t)] = 1$, получаем $[d_1, d_2] = i(2A^+A + 1)$. Таким образом, принцип неопределенности для квадратурных амплитуд d_1 и d_2 с учетом соотношения $\langle a_1^+ a_2 \rangle = 0$ записывается в следующем виде:

$$\langle(\Delta d_1)^2\rangle \langle(\Delta d_2)^2\rangle \geq \frac{1}{4}(1 + n_1 + n_2)^2, \quad (13)$$

и для сжатых состояний квадрата амплитуды получаем условие

$$\langle(\Delta d_1)^2\rangle < \frac{1}{2}(1 + n_1 + n_2). \quad (14)$$

Используя развитый нами метод вычисления моментов поля высших порядков, получаем

$$\langle(\Delta d_{1,2})^2\rangle = \frac{1}{2}(1 + n_1 + n_2) + R_{1,2}, \quad (15)$$

где

$$R_{1,2} = \frac{1}{4}[(n_1 + n_2)^2 \pm 4((\text{Reg})^2 - (\text{Im}g)^2)].$$

Условие (14) выполняется, если $R_1 < 0$. Последнее условие легко проанализировать для случая резонатора с большим поглощением. В частности, для двухуровневой резонансной среды в этом случае оно имеет следующий вид:

$$\frac{|\lambda|^2}{\beta_1^2}(\sin^2\varphi - \cos^2\varphi) > 1, \quad (16)$$

где $\lambda = |\lambda|\exp(i\varphi)$ и использовано, что $\beta_1 = \beta_2$. Как показано в (4), для больших расстройек резонанса лазерного поля имеет место эффект супергруппировки $|\lambda|^2 \gg \beta_1^2$. По этой причине в этом случае сжатые

состояния реализуются. Более подробный анализ этих вопросов будет приведен в последующих работах.

Авторы выражают благодарность академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

ՈՒՔ ԳԻՎՈՐԴՅԱՆ, Գ. ՅՈՒ. ԿՐՑՈՒԶՎՈՎ

Թաքծր կարգի բվանտային ֆլուկտուացիաները և սեղմված
վիճակները օպտիկական ռեզոնատորում

Օպտիկական ռեզոնատորում, քառալիքային խառնման պրոցեսի դեպքում, հետազոտված են ինտենսիվության ժամանակային կոռելյացիոն ֆունկցիաները: Քննարկված է ըստ բվանտային դաշտի շորրորդ կարգի սեղմված վիճակների առաջացման հնարավորությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ R. E. Sluster, L. W. Hollberg, P. Yurke e. a., Phys. Rev. Lett., v. 55, p. 2409 (1985). ² D. A. Holm, M. Sargent III, B. A. Capron, Optics Lett., v. 11, p. 443 (1986). ³ M: D. Reid, D. F. Walls, Phys. Rev., v. A33, p. 4465 (1986). ⁴ С. Т. Геворкян, Г. Ю. Крючков, ЖЭТФ, т. 92, с. 2034 (1987). ⁵ М. Лэкс, Флуктуации и когерентные явления, Мир, М., 1974. ⁶ Г. Ю. Крючков, В. Е. Мкртчян, М. Л. Тер-Микаелян и др., ЖЭТФ, т. 88, с. 30 (1985). ⁷ С. М. Gaves, B. L. Schumaker, Phys. Rev., v. A31, p. 3068 (1985). ⁸ С. К. Hong, L. Mandel, Phys. Rev. Lett., v 54, p. 323 (1985).

УДК 52—6—64

ФИЗИКА

Н. Б. Енгибарян, М. Г. Мурадян

Некоторые обратные задачи теории переноса

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 21/XI 1987)

1°. Под прямыми задачами теории переноса излучения обычно понимаются задачи об определении поля излучения в рассеивающей среде, локальные свойства которой известны, при заданном распределении внутренних и внешних источников энергии. Большой теоретический и прикладной интерес представляет группа обратных задач, в которых требуется определить локальные свойства среды исходя из информации о состоянии поля излучения и первичных источниках энергии.

Настоящая работа посвящена некоторым обратным задачам вышеуказанного типа. При их решении существенным образом использован принцип инвариантности академика В. А. Амбарцумяна. Большая роль этого принципа в теории прямых задач переноса общеизвестна (см. (1-3)). Применяется операторный подход к линейным задачам переноса, предложенный в (3). Для сохранения общности изложения мы не будем вникать в математические подробности тех или иных вопросов.

2°. Рассмотрим линейную задачу переноса излучения (фотонов, γ -квантов, нейтронов и др.) в однородном плоском слое толщины $\tau_0 \leq \infty$. Пусть τ — глубина точки, рассчитанная от одной из плоских границ слоя. Интегро-дифференциальные уравнения переноса для весьма широкого класса задач, при отсутствии внутренних источников, допускают следующую операторную запись:

$$\pm \frac{dJ^{\pm}(\tau)}{d(\tau)} = -AJ^{\pm}(\tau) + \mathcal{L}^+J^{\pm}(\tau) + \mathcal{L}^-J^{\mp}(\tau). \quad (1)$$

$J^+(\tau)$ и $J^-(\tau)$ — искомые интенсивности излучения на глубине τ по направлениям возрастания и убывания τ соответственно. Вектор-функции $J^{\pm}(\tau)$ принимают значения из вполне правильного конуса K неотрицательных функций некоторого банахова пространства B .

A — оператор умножения на положительную функцию λ (λ определяется видом коэффициента поглощения). $\mathcal{L}^+$ и $\mathcal{L}^-$ суть интегральные операторы с положительными ядрами, описывающие перераспределение по направлениям, частотам и др., при элементарном акте рассеяния для излучений, рассеянных вперед и назад соответственно. Операторы $\mathcal{L}^{\pm}$ и A связаны соотношением

$$(\mathcal{L}^+ + \mathcal{L}^-)\tau = \lambda\alpha, \quad (2)$$

где $\eta \equiv 1$, а $\lambda \in [0; 1]$ — альбедо частицы.

К уравнениям переноса присоединяются граничные условия

$$J^+(0) = J_0, \quad J^-(\tau_0) = 0. \quad (3)$$

J_0 описывает освещенность границы со стороны границы $\tau = 0$. В случае полубесконечной среды второе из условий (3) понимается как $J^-(\tau) \rightarrow 0$ слабо при $\tau \rightarrow +\infty$.

При $\tau_0 = \infty$ интенсивности J^+ и J^- связаны соотношением $J^-(\tau) = \rho J^+(\tau)$, где ρ является каноническим решением (КР) обобщенного уравнения Амбарцумяна (см. (1-3))

$$A\rho + \rho A = \mathcal{L}^- + \rho \mathcal{L}^+ + \mathcal{L}^+ \rho + \rho \mathcal{L}^- \rho. \quad (4)$$

ρ — положительный оператор, действующий в B , причем $\|\rho\|_B \leq \lambda$.

Пусть оператор-функция $X(\tau)$ удовлетворяет задаче Коши

$$\frac{dX(\tau)}{d\tau} = (-A + \mathcal{L}^+ + \mathcal{L}^- \rho)X(\tau), \quad X(0) = I, \quad (5)$$

где I — единичный оператор. Решение задачи (1), (3) при $\tau_0 = \infty$ имеет вид

$$J^+(\tau) = X(\tau)J_0, \quad J^-(\tau) = \rho X(\tau)J_0.$$

$X(\tau)$ образует аналитическую полугруппу с инфинитезимальным производящим оператором $G^* = -A + \mathcal{L}^+ + \mathcal{L}^- \rho$. Из (5) следует представление

$$X(\tau) = D(\tau) + U(\tau), \quad \tau \geq 0, \quad D(0) = I, \quad U(0) = 0, \quad (6)$$

где $D(\tau) = e^{-A\tau}$ „диагональный“ оператор умножения на функцию $e^{-A\tau}$, а $U(\tau)$ — положительный ограниченный интегральный оператор, действующий в B .

Каждому подслою толщины r соответствуют оператор отражения $R(\tau)$ и оператор пропускания $Q(\tau)$. Они действуют в B , причем

$$R \geq 0, \quad Q \geq 0, \quad R(0) = 0, \quad Q(0) = I, \quad \|R + Q\|_B \leq 1, \quad \|R\|_B < 1. \quad (7)$$

Условия (7) отражают свойство отсутствия генерации излучения внутри среды.

Имеют место следующие формулы сложения слоев:

$$R(r_1 + r_2) = R(r_1) + Q(r_1)R(r_2)[I - R(r_1)R(r_2)]^{-1}Q(r_2); \quad (8)$$

$$Q(r_1 + r_2) = Q(r_2)[I - R(r_1)R(r_2)]^{-1}Q(r_1).$$

Справедливы также соотношения, полученные из (8) перестановкой индексов 1 и 2.

При $r_1 = r_2 = \frac{r}{2}$ (8) обращаются в формулы удвоения слоя:

$$R(r) = R\left(\frac{r}{2}\right) + Q\left(\frac{r}{2}\right)R\left(\frac{r}{2}\right)\left[I - R^2\left(\frac{r}{2}\right)\right]^{-1}Q\left(\frac{r}{2}\right); \quad (9)$$

$$Q(r) = Q\left(\frac{r}{2}\right)\left[I - R^2\left(\frac{r}{2}\right)\right]^{-1}Q\left(\frac{r}{2}\right).$$

3° Обратная задача А: построить операторы $Q\left(\frac{r}{2}\right)$ и $R\left(\frac{r}{2}\right)$ по известным $Q(r)$ и $R(r)$.

В скалярном случае, когда $Q(r)$ и $R(r)$ суть числа, задача А легко решается с помощью (9). Решить уравнения (9) относительно $Q\left(\frac{r}{2}\right)$ и $R\left(\frac{r}{2}\right)$ в операторном случае не удастся, даже если Q и R матрицы порядка 2×2 .

Ниже мы опишем один способ решения задачи А, основанный на применении операторов ρ и $X(r)$. Введем оператор $W(r)$, где $W(r) \geq 0$, представляющий собой каноническое решение уравнения

$$W(r) = [R(r) + Q(r)W(r)][Q(r) + R(r)W(r)]. \quad (10)$$

Справедливы формулы

$$\rho = R(r) + Q(r)W(r), \quad X(r) = Q(r) + R(r)W(r). \quad (11)$$

На основании формул (10), (11) и полугруппового свойства можно предложить следующую возможную схему решения задачи А.

I шаг: строится КР W уравнения (10), ρ и X определяются из (11).

II шаг: извлекается положительный квадратный корень из $X(r)$: $X\left(\frac{r}{2}\right) = [X(r)]^{1/2}$. Далее определяется $W\left(\frac{r}{2}\right) = \rho X\left(\frac{r}{2}\right)$.

III шаг: $Q\left(\frac{r}{2}\right)$ и $R\left(\frac{r}{2}\right)$ определяются с помощью следующих формул:

$$Q\left(\frac{r}{2}\right) = (I - \rho^2)X\left(\frac{r}{2}\right)\left[I - W^2\left(\frac{r}{2}\right)\right]^{-1}, \quad (12)$$

$$R\left(\frac{r}{2}\right) = \left[\rho - X\left(\frac{r}{2}\right)\right]W\left(\frac{r}{2}\right)\left[I - W^2\left(\frac{r}{2}\right)\right]^{-1}.$$

Оператор $I - W^2$ обладает положительным обратным, так как $\left\|W\left(\frac{r}{2}\right)\right\| \leq \|\rho\| \left\|X\left(\frac{r}{2}\right)\right\| < 1$ в силу $\|\rho\| \leq \lambda$ и $\|X(r)\| < 1$ при $r > 0$.

Вопрос реализации предложенной схемы нами изучен как теоретически, так и эмпирически. Рассмотрим следующие итерации для (10):

$$W_{n+1} = (R + QW_n)(Q + RW_n), \quad W_0 = 0, \quad n = 0, 1, \dots \quad (13)$$

(13) определяют возрастающую последовательность операторов W_n в B . С учетом (7) индукцией по n доказываются оценки $\|W_n\| \leq \lambda$. Из этих оценок, монотонности (W_n) и полной правильности конуса K следует сильная сходимость $W_n \rightarrow W$ в B . W является КР уравнения (10). В ряде случаев $W_n \rightarrow W$ по норме.

Рассмотрим вопрос об извлечении квадратного корня из $X(r)$. Как из представления (6), так и из второй формулы (11) видно, что при небольших значениях r первое слагаемое $D(r)$ является домини-

рующим. Выделение же из численно определенного оператора $X(r)$ сингулярной диагональной части D не представляет труда, если использовано то или иное дискретное представление операторов.

Ищем „главный“ корень Y уравнения $Y^2 = D + U$ в виде $Y = D_0 + V$, где диагональный оператор D_0 — положительный квадратный корень из D , V удовлетворяет уравнению $D_0 V + V D_0 = U - V^2$. Рассмотрим итерации

$$D_0 V_{n+1} + V_{n+1} D_0 = U - V_n^2, \quad V_0 = 0, \quad n = 0, 1, \dots \quad (14)$$

Их сходимость можно доказать при некоторых ограничениях на „малость“ U по сравнению с D . Нами рассмотрены численные примеры, когда X — матрица $m \times m$, при различных значениях m . Эти примеры указывают на быструю сходимость итераций (14) и положительность V для достаточно широкого класса матриц X .

4°. *Обратная задача Б.* Пусть известны Q и R некоторого слоя. Требуется определить $\mathcal{L}^\pm$ и A .

Толщину слоя будем принимать за 1. Путем построения ρ и $X(1)$ и n -кратного извлечения квадратного корня из $X(1)$ определяется $X(2^{-n})$. Заметим, что каждый последующий шаг извлечения корня численно реализуется проще предыдущего. Далее по формулам (12) определяются $Q_n = Q(2^{-n})$ и $R_n = R(2^{-n})$. Справедливы соотношения (см. (3))

$$\lim_{\tau \rightarrow 0+} \frac{1}{\tau} R(\tau) = \mathcal{L}^-, \quad \lim_{\tau \rightarrow 0+} \frac{1}{\tau} [I - Q(\tau)] = A - \mathcal{L}^+.$$

Воспользуемся приближенными соотношениями $\mathcal{L}^- \approx 2^n R_n$, $A - \mathcal{L}^+ \approx 2^n (I - Q_n)$. Критерием их применимости может служить близость R_{n+1} и $2R_n$. Оператор A может быть определен либо выделением диагональной части от $2^n (I - Q_n)$, либо путем использования соотношения (2).

Решение задачи Б может быть применено, в частности, для экспериментального изучения локального акта взаимодействия нейтронов или γ -квантов с твердыми телами.

5°. *Обратная задача В.* Пусть $\mathcal{L}^+ = \mathcal{L}^- = \mathcal{L}$ и известен оператор A . Требуется найти $\mathcal{L}$ путем (экспериментального) определения оператора ρ отражения из полупространства.

При $\mathcal{L}^\pm = \mathcal{L}$ уравнение Амбарцумяна (4) имеет вид $A\rho + \rho A = (I + \rho)\mathcal{L}(I + \rho)$, откуда $\mathcal{L} = (I + \rho)^{-1}(A\rho + \rho A)(I + \rho)^{-1}$.

Решение задачи В имеет астрофизические применения.

6°. *Обратная задача Г.* (задача деления). Пусть известны операторы отражения и пропускания слоя Π_1 и слоя Π_2 , полученного в результате наложения $\bar{\Pi}_1$ и Π_2 . Требуется найти отражающую и пропускающую способности слоя Π_2 .

Задача Г полностью решается исходя из формул, обобщающих формулы сложения (8) на случай сред „правые“ и „левые“ операторы отражения и пропускания которых могут не совпадать (см. (4).)

Տեղափոխման տեսության որոշ հակադարձ խնդիրներ

Աշխատանքում դիտարկվում են համասեռ հարթ շերտում ճառագայթման տեղափոխման որոշ հակադարձ խնդիրներ՝ կապված միջավայրի տեղային հատկությունների որոշման հետ: Կիրառվում է ապադեմիկոս Վ. Հ. Համբարձումյանի ինվարիանտության սկզբունքը:

Դրվել և լուծվել են շորս հակադարձ խնդիրներ: Դ հաստության շերտի անցման և անդրադարձման R , և Q , օպերատորների միջոցով կառուցված են համապատասխան օպերատորներ $\frac{r}{2}$ հաստության շերտի համար: R -ի և Q -ի միջոցով գտնված են միջավայրի ինֆինիտեզիմալ օպերատորները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
- ² В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
- ³ Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, т. 217, № 4 (1974).
- ⁴ A. Shimizu, K. Aoki, Application of invariant embedding to reactor physics. Academic Press, New York and London, 1972.

УДК 591.147.1/2

БИОХИМИЯ

Р. А. Свакян, Х. С. Саядян, А. А. Чарчоглян

Хроматографическое разделение экстрактов парашитовидных желез

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР В. Г. Мхитаряном 29/I 1988)

Парашитовидные железы (ПЩЖ) являются одним из главных регуляторов гомеостаза кальция. Наиболее изученным гормоном ПЩЖ является паратиреоидный гормон (ПТГ), долгое время считавшийся единственным гормоном, секретиремым ПЩЖ. Однако после открытия в 1974 г. Кемпером с соавторами паратиреоидного секреторного белка (¹), выделенного ими из экстракта ПЩЖ, была доказана секреция паратиреоидными железами и других белков, таких как активатор плазминогена (²), белок Н, сходный с тимическим убиквитином (^{3,4}). Все они не обладают паратиреоидподобной активностью. В последние годы появились работы, указывающие на возможность непосредственного воздействия гормонов ПЩЖ на метаболические процессы ряда соматических клеток. В частности показана рецепция ПТГ клетками печени, почек, лимфоцитов и т. д. (⁵⁻⁷). В настоящей работе мы попытались подобрать оптимальные условия для очистки экстракта ПЩЖ с целью получения более широкого спектра белков, обладающих иммуномодуляторной активностью, и использовать для хроматографического разделения экстракта гель TOYO PEARL HW—55.

Для получения экстрактов ПЩЖ непосредственно во время убоя скота у половозрелых быков и коров отделяли железы и помещали в среду 199 при 4°C. Не позже чем через 1—1,5 ч железы доставляли в лабораторию, где и проводили их обработку. Для этого отделяли ткань желез от сопутствующего жира и растирали с жидким азотом в фарфоровой ступке до получения гомогенного порошка.

Для получения ацетонового экстракта пудру заливали холодным ацетоном (—20°C) в соотношении вес к объему 1:5, смешивали в течение 20 мин при 4°C, затем центрифугировали при 3000 об/мин 10 мин. Надосадочную жидкость сливали, а к осадку приливали этиловый эфир в соотношении 1:2. После 20-минутной инкубации в холодных условиях при постоянном помешивании надосадочную жидкость сливали, а процедуру с эфиром повторяли 2 раза. Полученный осадок высушивали в вакуумной камере и растирали в 0,01 М TRIS HCl буфере рН 7,4 с добавлением 0,001 М ЭДТА и 0,2 М NaCl. Экстракцию проводили в течение 16—24 ч при непрерывном помешивании.

Для получения фосфатного экстракта после растирания в жидком азоте пудру заливали 0,01 М Na-Na фосфатным буфером рН 7,4

с добавлением 0,2 М NaCl и 0,001 М ЭДТА. Экстракция шла 24 ч при температуре 4°C и непрерывном помешивании.

После экстракции образцы центрифугировали при 10000 об/мин в течение 40 мин, разливали по аликвотам и хранили при температуре не выше—20°C. Перед употреблением для освобождения от нерастворимых частиц и стерилизации экстракт пропускали через ацетатцеллюлозные фильтры фирмы Millipore (CША) марки GS или HA с диаметром пор 0,22 или 0,45 мкм.

Хроматографическое разделение экстрактов проводили в колонках с TOYO PEARL HW—55 длиной 100 см, диаметром 1,6 см (элюцию проводили 0,01 М фосфатным буфером, содержащим 0,2 М NaCl pH 7,4, скорость элюции 30 мл/час), а также в колонках с сефадексом G—100 размером 85×2 (элюирующий буфер—0,01 М фосфатный буфер, содержащий 0,2 М NaCl pH 7,4, скорость элюции 30 мл/ч).

Во всех образцах определяли количество паратиреоидного гормона и кальцитонина при помощи радиоиммунных наборов фирмы Buz Mallinckrodt (ФРГ) и Sorin (Франция). Подсчет активности проводили на фотометре TRACOR (Голландия). Результаты обрабатывали с помощью компьютера Apple—2 с использованием специализированных RIA-программ.

Для получения коммерческих препаратов ПТГ используют горячий HCl—способ, предложенный еще Коллипом в 1925 г. Однако в лабораторных условиях для предотвращения расщепления полипептидной цепи горячим HCl используется множество других, более мягких реагентов. Наиболее удачным для этой цели являются фенол ⁽⁸⁾ и мочеви́на—цистеин—уксусная кислота ⁽⁹⁾. Дальнейшее осаждение, высаливание, обработка ТХУ дает грубый экстракт с конечным выходом продукта 5—10% ⁽¹⁰⁾.

Нашей задачей являлось изучение несвязанных с паратиреоидподобной активностью белков, поэтому мы применяли более щадящие методы получения и очистки гомогената, чем это описано в литературе. Вследствие этого профиль элюции, полученный нами после гель-фильтрации на сефадексе G—100 fine (колонка размером 85×2, элюирующий буфер—0,01 М фосфатный буфер, содержащий 0,2 М NaCl pH 7,4, скорость элюции 30 мл/час) (рис. 1) несколько отличается от описанного в литературе ⁽¹¹⁾. На рис. 2 показан профиль элюции ТХУ-порошка экстракта ПЩЖ, полученный Аурбахом и Поттсом на сефадексе G—100 fine (колонка размером 73×5 см, элюирующий буфер—0,2 М аммоний-ацетатный буфер pH 4,7, скорость элюции 55 мл/ч). Как видно из рис. 2, авторы получили три белковых пика, паратиреоидный гормон выходит во втором пике. Нами получено семь белковых пиков. Наибольшее количество паратиреоидного гормона—46,5% от общего содержания гормона—содержалось в первых двух пиках (фракции 11—15). Четвертый пик (фракции 27—31) содержал в два раза меньше гормона—25,5% от общего содержания гормона, а третий пик (фракции 19—21)—7,8% от общего ПТГ. В шестом пике (фракции 57—58) содержание гормона было незначительным—0,56 нг/мл.

Кальцитонин содержался во всех фракциях. Наибольшее его ко-

личество выходило в пятом пике, а наименьшее—в третьем. Однако количество кальцитонина было на 2 порядка меньше, чем ПТГ.

Применение геля TOYO PEARL HW—55 fine фирмы TOYO SODA (Япония), обладающего той же пропускной способностью, что и сефадекс G—100, дало нам возможность получить не только лучшее раз-

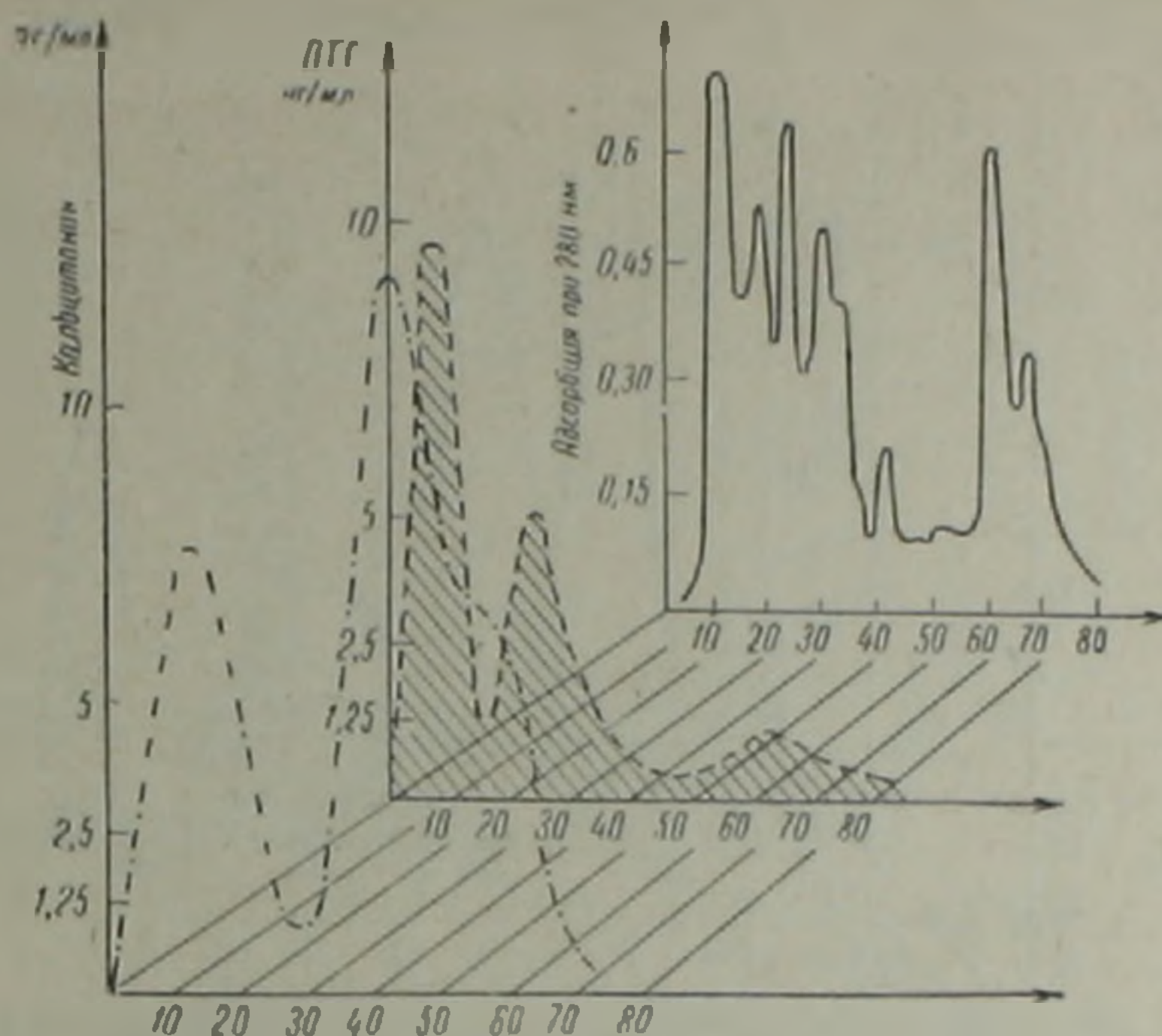


Рис. 1. Профиль элюции экстракта ПЩЖ на сефадексе G—100 0,01 М фосфатным буфером, pH 7,45, скорость элюции 30 мл/ч, размер колонки 85X2. - - — количество ПТГ. — — — количество кальцитонина

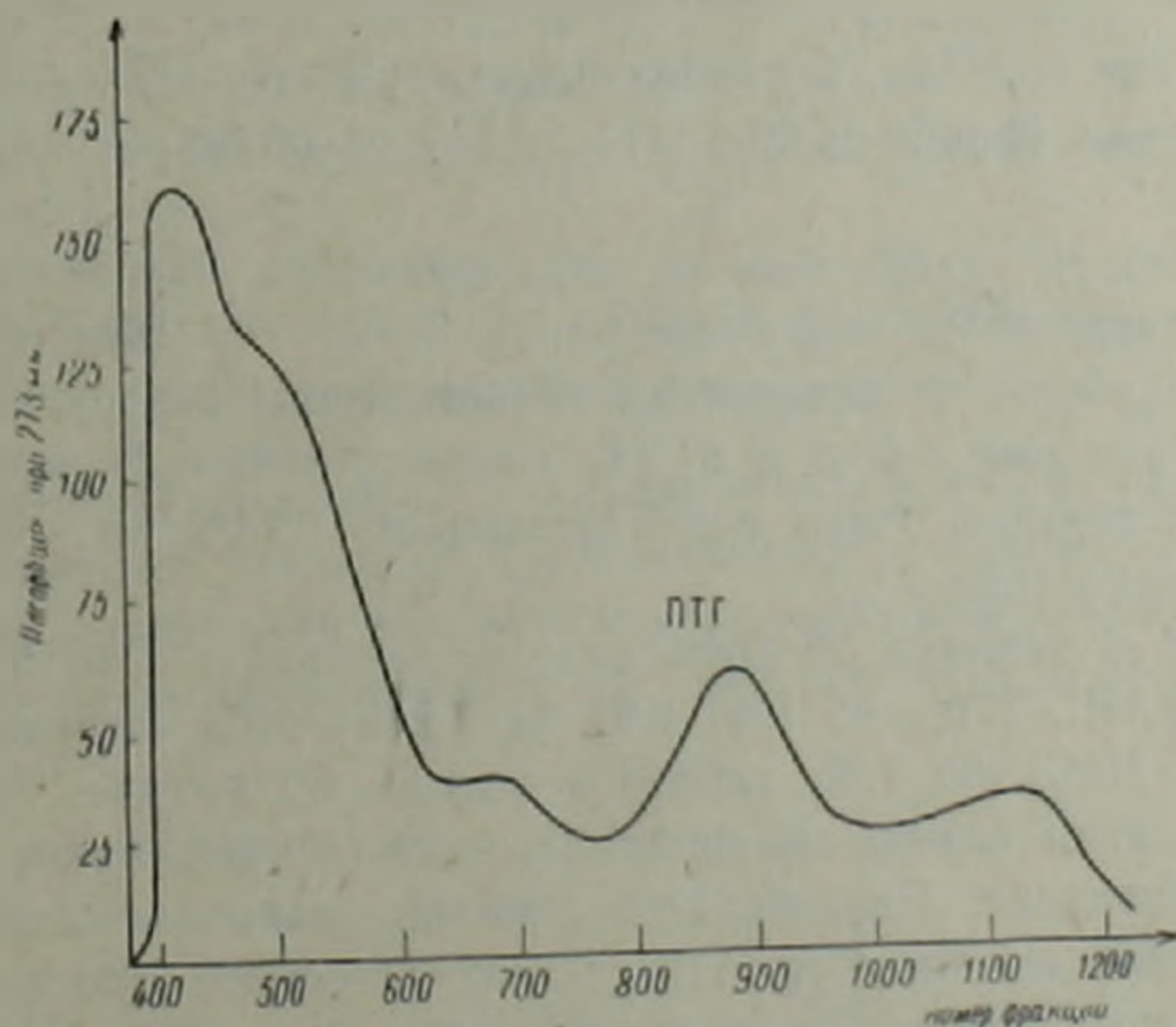


Рис. 2. Сефадекс G100, колонка 5X73 см. 0,2 М аммоний ацетатный буфер, pH 4, 7, скорость элюции 55 мл/ч (11)

решение во фракционировании экстракта ПЩЖ, но и фракции экстракта, свободные от присутствия вышеупомянутых гормонов. На рис. 3 показан профиль элюции экстракта ПЩЖ на колонке с TOYO PEARL HW—55. Из рисунка видно, что фракционирование дает четы-

ре четко отделенных друг от друга пика. Определение кальцитонина проводили при помощи наборов фирмы Byg—Mallinckrodt, а ПТГ—наборов фирмы Sogin, что дает слабый перекрест с бычьей сывороткой, поэтому общее количество ПТГ по сравнению с предыдущим исследованием было ниже. В первом пике (фракции 15—20) содержалось около 12% всего ПТГ, третий и четвертый пики были свободны

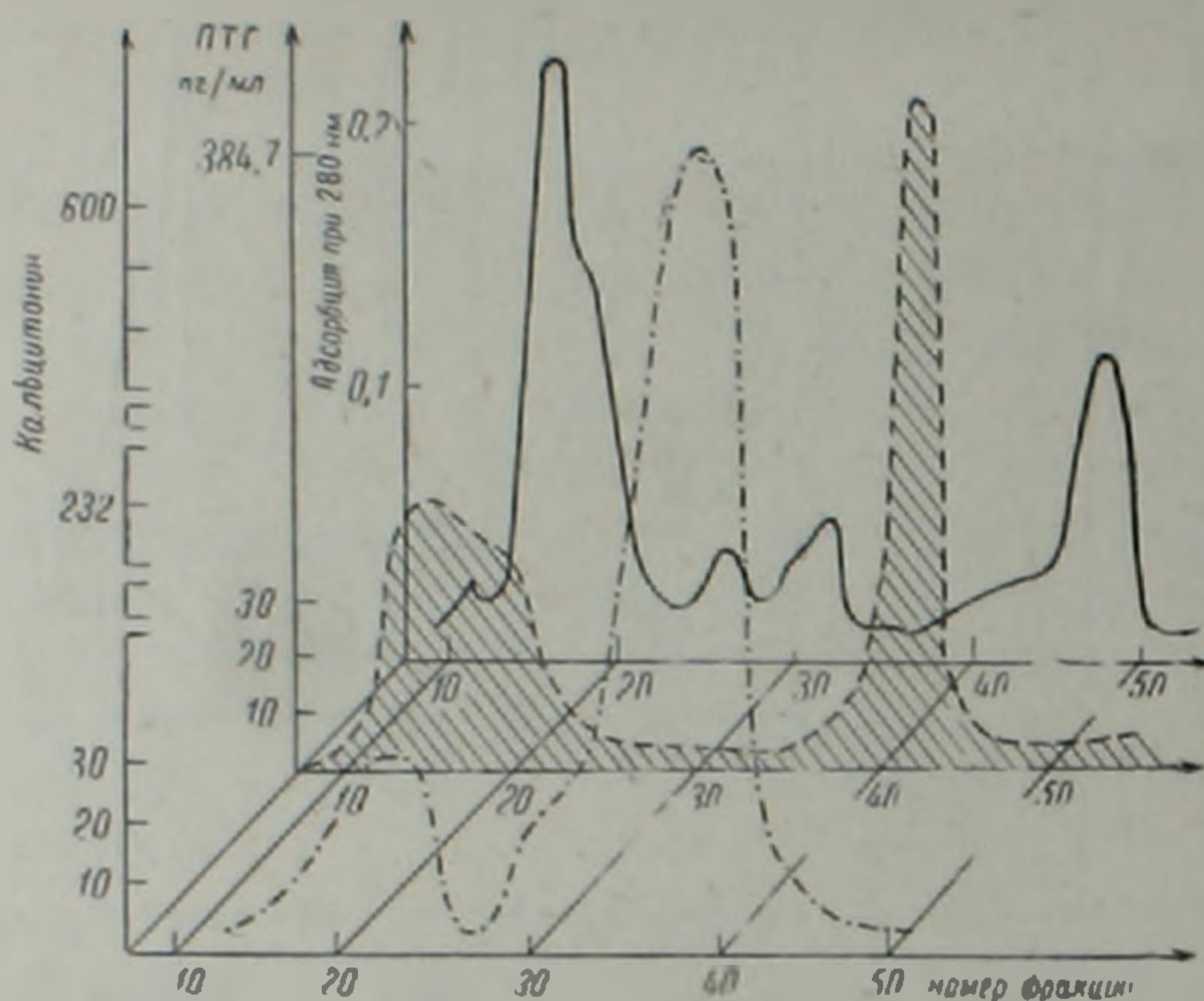


Рис. 3. Профиль элюции экстракта ПЩЖ на TOYO PEARL HW—55 fine 0,01 М фосфатным буфером, рН 7,4, скорость элюции 30 мл/ч, размер колонки 100×1,6. — — — количество ПТГ, — — — количество кальцитонина

от присутствия гормона, а наибольшее количество ПТГ содержалось в четвертом пике (фракции 40—44)—86,5% от общего содержания гормона.

Кальцитонин содержался во всех фракциях. Наименьшее его количество содержалось в первой фракции—5% от общего количества гормона. Наибольшее количество кальцитонина содержалось во втором и третьем пике—25,8 и 67,4% соответственно. В четвертом пике содержание гормона было незначительным—0,74% от общего содержания кальцитонина.

На рис. 4 показан профиль элюции экстракта ПЩЖ на колонке с TOYO PEARL HW—55 fine 0,01 М TRIS—HCl буфером, содержащим 0,2 М NaCl рН 7,45, скорость элюции 60 мл/час. Как видно из рисунка, в этом случае мы получили пять четких пиков, достаточно узких у основания. Паратгормон и кальцитонин определяли при помощи наборов фирмы Byg-Mallinckrodt. Основное количество ПТГ и кальцитонина выходило в первых двух пиках, и последние фракции были свободны от присутствия обоих гормонов, хотя кальцитонин присутствовал в следовых количествах и тут. Однако, к сожалению, в дальнейшем мы не применяли этот способ гель-фильтрации, вследствие токсичности TRIS—HCl буфера для живых клеток.

Присутствие паратиреоидного гормона и кальцитонина в небольших количествах почти во всех пиках можно объяснить высокой аг-

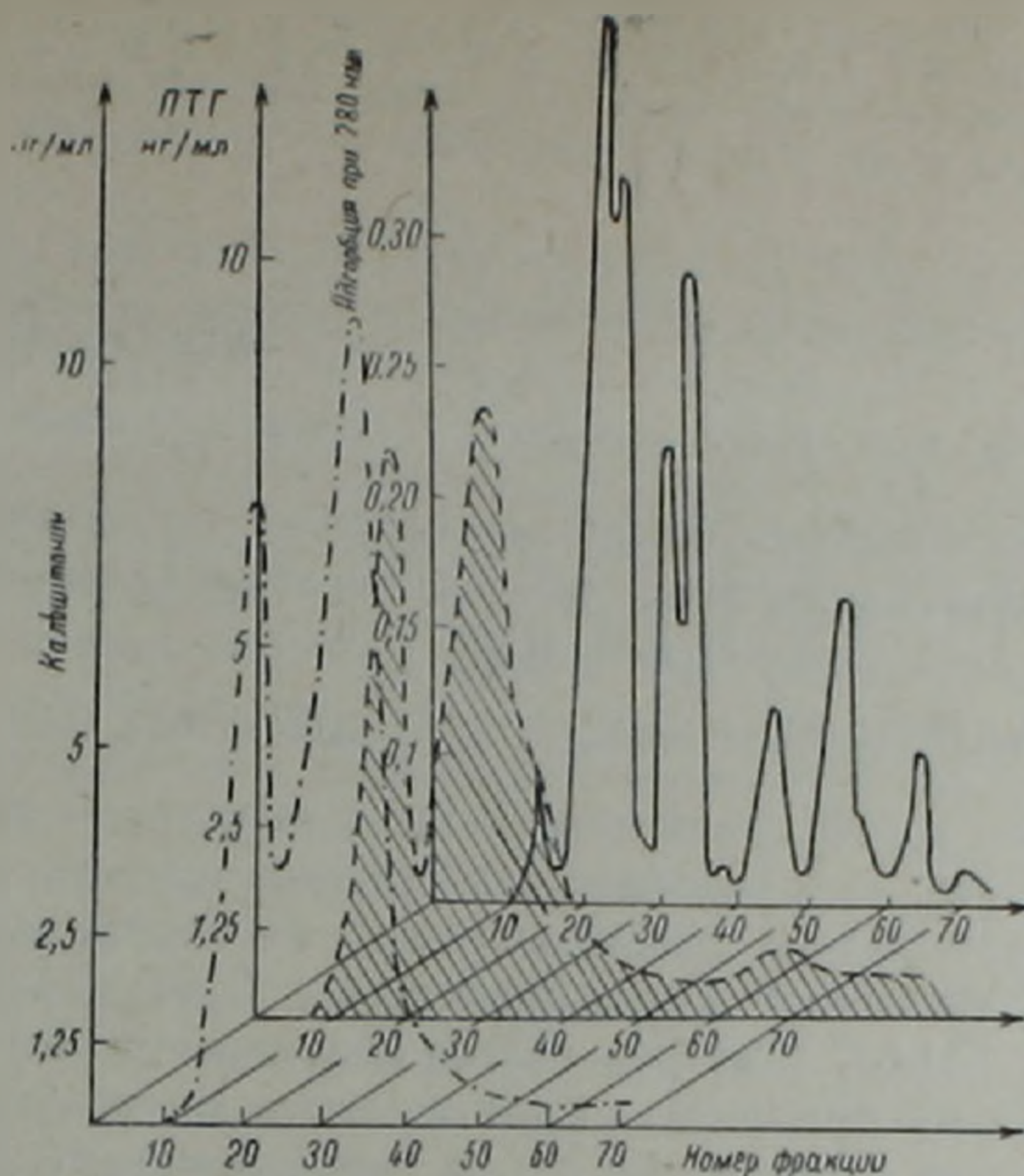


Рис. 4. Профиль элюции экстракта ПЩЖ на TOYO PEARL HW—55 fine 0,01 м TRIS—HCl буфером, pH 7,45, скорость элюции 60 мл/ч, размер колонки 100×1,6. . . . —количество ПТГ —.—.— —количество кальцитонина

регационной способностью этих гормонов, а также наличием в экстракте фрагментов ПТГ, имеющих антигенную детерминанту 64—84 (2), которая определяется используемыми наборами.

Центральная научно-исследовательская лаборатория Ереванского медицинского института

Բ. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Խ. Ս. ՍԱՀԱԴՅԱՆ, Ա. Ա. ԶԱՐԶՈՂՅԱՆ

Հարվահանաձև գեղձերի մզվածքների բուժատոգրաֆիկ բաժանումը

Աշխատանքում ներկայացված է հարվահանաձև գեղձերի մզվածքի բաժանման նոր եղանակի մշակումը: Այդ նպատակով օգտագործվել են TOYO PEARL ժելերը, որոնք ունեն բաժանման բարձր ունակություն: Ստացվել են իմունոմոդուլյատոր հատկություններով մի շարք սպիտակուցային ֆրակցիաներ:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ B. Kemper, J. H. Habener, A. Rich e. a., Science, v. 184, № 4133, p. 59—61 (1974).
- ² E. M. Brown, Miner. Electrol. Metabol., v. 8, № 3—4, p. 130—150 (1982).
- ³ J. R. Moran, W. Born, C. R. Tuschmidt e. a., Endocrinology, v. 108, № 6, p. 2264—2268 (1981).
- ⁴ J. J. Morrissey, D. V. Cohn, Endocrinology, v. 103, № 6, p. 2081—2090 (1978).
- ⁵ W. F. Neuman, M. N. Neuman, P. S. Sammon e. a., Calc. Tiss. Ras. v. 18, p. 251—261 (1975).
- ⁶ R. A. Nisseuson, Miner. Electrol. Metabol., v. 8, № 3—4, p. 151—158 (1982).
- ⁷ W. Zidek, H. Ch. Karo, E. Llenden e. a., Acta Endocrinol., v. 103 suppl., № 256, p. 132 (1983).
- ⁸ G. D. Aurbach, J. of Biol. Chem., v. 234, p. 3179—3181 (1959).
- ⁹ H. Rasmussen, Y. L. Sze, R. Yong, J. of Biol. Chem., v. 239, p. 2852—2857 (1964).
- ¹⁰ H. T. Keutmann, Clinics in Endocrinology and Metabolism, v. 3, № 2, p. 173—197 (1974).
- ¹¹ G. G. Aurbach, J. T. Poots Jr., J. Endocrinol., v. 75, № 2, p. 290—292 (1964).

УДК 581.165.1

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

Г. Б. Агаларзаде, А. В. Гуськов

Изменение активности пероксидазы в процессе регенерации
придаточных корней у стеблевых черенков фасоли под
действием ИУК и 2,4-Д

(Представлено академиком М. Х. Чэплахяном 12/X 1987)

Инициация и рост придаточных корней на черенках растений под влиянием природных и синтетических ауксинов сопровождается изменением активности ряда окислительно-восстановительных ферментов, в частности пероксидазы (¹⁻²). Пероксидаза (донор: H_2O_2 оксидоредуктаза НФ. 1.11.1.7.) является полифункциональным ферментом, обладающим двумя основными каталитическими функциями: собственно пероксидазной и оксидазной (³). В своей оксидазной функции пероксидаза способна катализировать окисление ИУК, выступая в роли оксидазы, регулируя тем самым уровень одного из наиболее важных фитогормонов (³⁻⁵). Содержание свободных ауксинов, в свою очередь, является существенным фактором в процессе регенерации придаточных корней у черенков высших растений. Вопрос о соотношении оксидазной и собственно пероксидазной функции пероксидазы в растениях до сих пор является дискуссионным. Некоторые исследователи считают, что пероксидазная активность может отражать способность растительной ткани к окислительной деградации ИУК* (³⁻⁶). В работе (⁷) было показано, что у стеблевых черенков фасоли в процессе ризогенеза, индуцированного ИУК или 2,4-Д, происходит некоторое повышение ауксин-оксидазной активности, однако эта активность не зависела ни от природы применяемого ауксина, ни от его концентрации.

В настоящей работе изучались изменения активности разных форм пероксидазы (растворимой, ионно- и ковалентно-связанной) в процессе регенерации придаточных корней на черенках фасоли под влиянием стимулирующих ризогенез концентраций ИУК и 2,4-Д.

Объектом исследования служили стеблевые черенки фасоли (*Phaseolus vulgaris*) сорта Сакса, полученные из 10-дневных проростков, выращенных на перлите в факторостатных условиях (25—26°C, относительная влажность воздуха 70% и круглосуточная освещенность 7—8 тыс. люкс) по методу Турецкой (⁸). Черенки обрабатывали в течение 4 ч растворами ИУК и 2,4-Д в концентрациях $2 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-5} М, соответственно; в качестве контроля использовали дистиллированную воду. Для биохимических анализов использовали гипокотили (зона

* Сокращения: ИУК— β -индолилуксусная кислота; 2,4-Д—2,4-дихлорфеноксиуксусная кислота; ИОУК—оксидаза β -индолилуксусной кислоты

ризогенеза). Пробы растительного материала отбирали через 4 ч после черенкования, а затем через каждые 24 ч после начала обработки растений в течение 4 суток (до появления на стеблях корневых бугорков).

В основу получения фракций пероксидазы была положена различная извлекаемость фермента в зависимости от ионной силы экстрагента и прочности связи с клеточными структурами (⁹⁻¹⁰). Были получены три фракции пероксидазы: растворимая, ионно- и ковалентно-связанная.

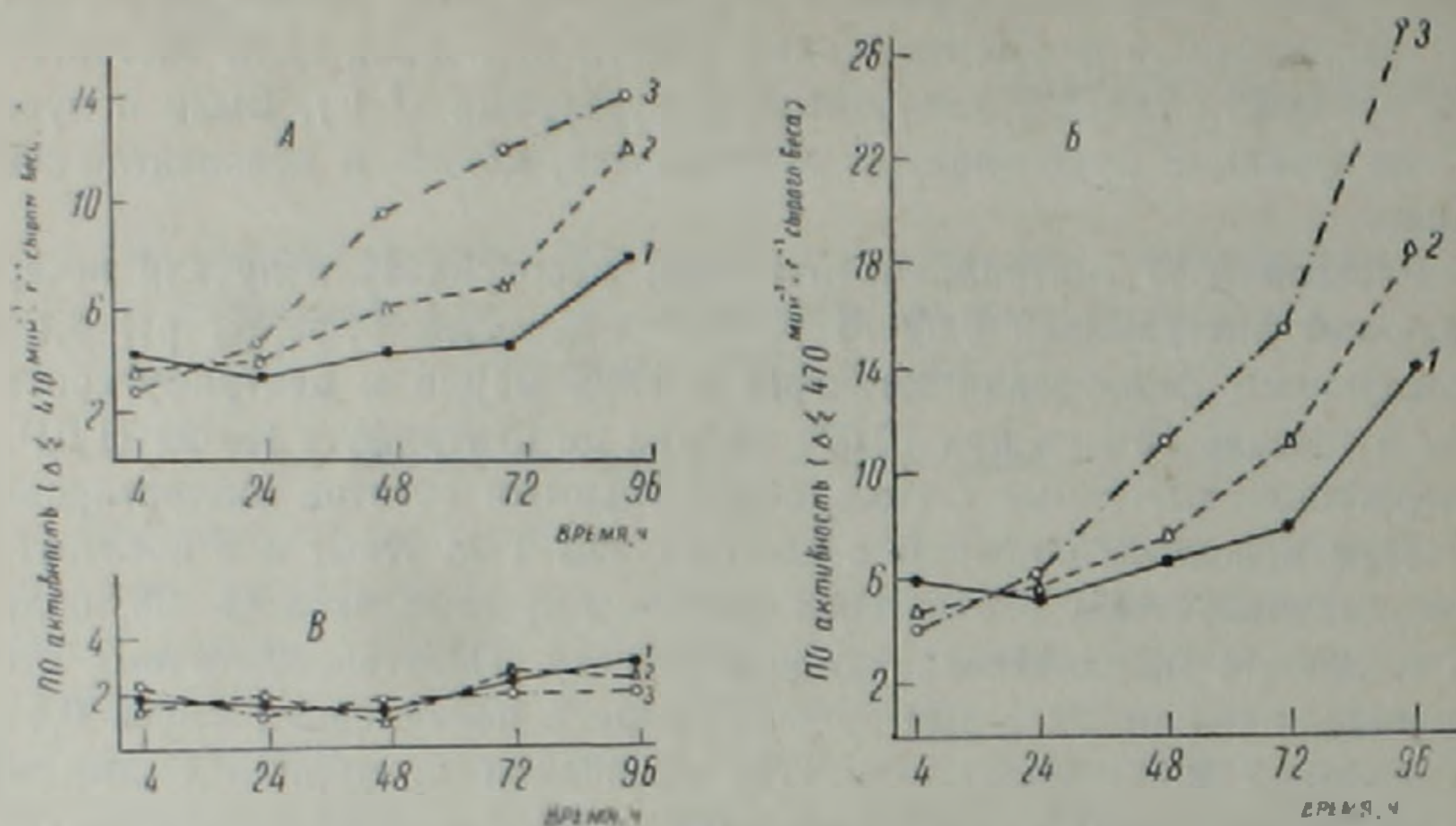
Растворимую (цитоплазматическую) пероксидазу получали исчерпывающей экстракцией 0,02 М К, Na-фосфатным буфером pH 6,1 с последующим фильтрованием через 4 слоя марли и центрифугированием в течение 15 мин при 10 000 об/мин на центрифуге К—24 (ГДР). Содержащий клеточные стенки нерастворимый остаток экстрагировали затем исходным буфером с добавлением 1 М NaCl и с последующим обессоливанием экстрагента на колонке сефадекса G—25, получая в элюате ионно-связанную пероксидазу. Остаток клеточных стенок инкубировали 24 ч при 25° в буфере с добавлением смеси 0,5% пектиназы и 0,1% целлюлазы. По окончании инкубации суспензию фильтровали и фильтрат использовали в качестве фракции ковалентно-связанной пероксидазы. Активность пероксидазы в каждой фракции определяли по скорости окисления гваякола в присутствии перекиси водорода и выражали в единицах изменения оптической плотности при 470 нм за 1 мин на 1 г сырого веса ткани.

В предварительных экспериментах было выявлено, что оптимальными концентрациями ИУК и 2,4—Д для стимуляции ризогенеза у стеблевых черенков фасоли являются $2 \cdot 10^{-4}$ М (35 мг/л) и 10^{-5} М (2,2 мг/л) соответственно. В обоих случаях наблюдалось увеличение числа образующихся на черенках корней на 500% по сравнению с контролем. Обычно более высокую по сравнению с ИУК эффективность 2,4—Д связывают с наличием в тканях растений активной системы катаболизма ИУК, под действием которой природный ауксин подвергается быстрой окислительной деградации (³).

После обработки черенков была изучена динамика активности растворимой, ионно- и ковалентно-связанной форм пероксидазы. Было обнаружено, что из трех изученных форм наибольшей активностью обладала ионно-связанная пероксидаза, которая составляла более 50% от суммарной активности фермента; на долю растворимой пероксидазы приходилось 30—40%, а ковалентно-связанной формы — не более 20%, однако соотношение изучаемых форм варьировало в зависимости от стадии ризогенеза.

Из рисунка видно, что под влиянием ИУК и 2,4—Д происходит некоторое повышение активности растворимой и ионно-связанной пероксидазы уже через 24 ч после срезания черенков и обработки их ауксинами (графики А и Б). Наметившиеся между контрольными и опытными растениями различия сильно возрастали к 48 и 72 ч, т. е. в период наиболее активных клеточных делений в зоне периклима и камбия, и сохранялись до появления на гипокотильях визуально об-

наруживаемых корневых бугорков. 2,4—Д значительно сильнее стимулирует активность пероксидазы по сравнению с ИУК, что можно объяснить ее большей устойчивостью к окислению в растительной ткани. Таким образом, экзогенно введенная ИУК и синтетический ана-



Влияние стимулирующих концентраций ИУК и 2,4-Д на активность растворимой (А), ионно-связанной (Б) и ковалентно-связанной (В) пероксидазы в укореняющихся черенках фасоли 1—контроль (H_2O); 2—ИУК ($2 \cdot 10^{-4} M$), 3—2,4-Д ($10^{-5} M$)

лог ауксина 2,4—Д, наряду с уже известным из литературы фактом активации процессов клеточного деления и биосинтеза нуклеиновых кислот и белков, приводящих к стимуляции корнеобразования, значительно увеличивают также активность свободных и некоторых связанных пероксидаз на начальных этапах ризогенеза. Наиболее высокой активностью на протяжении всего периода инициации и заложения придаточных корней обладают ионно-связанные пероксидазы. Изменения активности этой формы в общем совпадают с динамикой цитоплазматической пероксидазы. На графике Б видно, что спустя 96 ч активность ионно-связанной пероксидазы резко возрастает, достигая величины, почти вдвое превышающей уровень контроля. ИУК также стимулирует активность этой фракции на всех этапах ризогенеза, но в несколько меньшей степени, чем 2,4—Д. Очевидно, сама ИУК после поступления в растения подвергается быстрому ферментативному окислению эндогенной системой ОИУК, обнаруженной ранее в тканях фасоли (7).

Как следует из графика В, ковалентно-связанная пероксидаза не изменяет своей активности в период инициации и активной пролиферации клеток. Некоторое повышение активности этой формы наблюдается во всех трех вариантах по истечении 72 ч, что связано, очевидно, с началом развития сосудистой системы у образовавшихся корневых примордиев, а также с вторичными утолщениями растущих клеток.

На основании приведенных результатов можно заключить, что под влиянием экзогенных ауксинов (ИУК и 2,4—Д), которые стимули-

руют процесс регенерации придаточных корней у стеблевых черенков фасоли Сакса, значительно повышается активность растворимой (цитоплазматической) и ионно-связанной фракции пероксидазы в зоне ризогенеза. Повышение активности двух названных фракций происходит через сутки после обработки растений ауксинами и возрастает вплоть до образования и начала роста корневых зачатков. Анализируя полученные данные с точки зрения сравнительного действия на укореняющиеся черенки двух изученных ауксинов, необходимо отметить более сильную активацию пероксидазы под влиянием синтетического (2,4—Д) по сравнению с природным (ИУК) ауксином. Кроме растворимой пероксидазы 2,4—Д в еще большей степени увеличивает активность ионно-связанной фракции фермента. Можно предположить, что активация свободных пероксидаз, локализованных в цитоплазме, а также пероксидаз, связанных с клеточными структурами, происходит под действием 2,4—Д по типу субстратной индукции. В литературе имеются данные о том, что в тканях растений наряду с детоксикацией 2,4—Д путем гидроксилирования с последующим гликозилированием, а также связыванием с аминокислотами и пептидами, может происходить ее декарбоксилирование, которое катализируется пероксидазой (¹¹). У некоторых растений ферментативное декарбоксилирование является важнейшим фактором детоксикации 2,4—Д (¹²). Вопрос о том, может ли 2,4—Д служить субстратом для каталитического действия пероксидазы, в настоящее время, однако, остается открытым.

При сопоставлении результатов по влиянию ИУК и 2,4—Д на активность ОИУК (⁷) (оксидазная функция) и на собственно пероксидазную активность при адвентивном ризогенезе мы обнаруживаем неидентичность реакции на действие двух ауксинов. Динамика ОИУК в процессе ризогенеза имеет монотонный характер, не зависящий ни от химической природы применяемого ауксина, ни от его концентрации. В то же время пероксидазная активность, определяемая по окислению гваякола с перекисью водорода в качестве окислителя, подвергается значительным изменениям в зависимости от природы ауксина (ИУК или 2,4—Д). Некоторые исследователи считают, что действие на растения 2,4—Д опосредовано влиянием на окислительное разрушение ИУК (¹¹). В других работах показано, что пероксидазная активность не всегда пропорциональна ОИУК активности и, следовательно, величина активности пероксидазы не может быть использована для измерения способности растительной ткани к окислительной деградации ИУК (^{13, 14}). Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что активность собственно пероксидазы в укореняющихся черенках фасоли не может служить надежным индикатором способности растений к окислению ИУК. В то же время повышение активности свободных и ионно-связанных пероксидаз может быть показателем активно протекающего процесса регенерации придаточных корней при стимуляции этого процесса фитогормонами ауксинового типа.

Другой изученной функцией растительных пероксидаз является участие в процессе лигнификации. Обычно эту функцию приписывают пероксидазам, ковалентно-связанным с клеточными стенками (¹⁵). В

нашей работе не обнаружено статистически достоверных изменений активности этой фракции под влиянием ИУК и 2,4—Д при прохождении последовательных этапов ризогенеза, что может свидетельствовать о том, что обработка черенков фасоли ауксинами не приводит к нарушениям процесса лигнификации, по крайней мере на первых этапах регенерации придаточных корней.

Институт физиологии растений Академии наук СССР

Գ. Բ. ԱՂԱԱՐՋԱԿԵ, Ա. Վ. ԳՈՒՍԿՈՎ

Պեռօքսիդազայի ակտիվության փոփոխությունը լորու ցողունային կորունների ածակից արմատների ռեգեներացիայի ընթացքում ԻՔԹ-ի և 2,4—ԴՔԹ-ի ազդեցությամբ

Լորու ցողունային կոթունների ռիզոգենեզի ընթացքում լուծվող (ցիտոպլազմատիկ) և իոնակապված պերօքսիդազայի ակտիվությունը աստիճանաբար աճելանում էր Բնական (ԻՔԹ) և սինթետիկ (2,4—ԴՔԹ) աուկսիններով մշակելու ընթացքում լուծվող և իոնակապված պերօքսիդազայի ակտիվությունը ռիզոգենեզի զոնայում աճելանում էր արմատագոյացման ամեն փուլում: Կովալենտ կապված պերօքսիդազայի ակտիվությունը շատ աճելի ցածր էր, քան առաջին երկու ֆրակցիաներում, և չէր փոփոխվում արմատների ռեգեներացիայի ընթացքում ԻՔԹ-ի և 2,4—ԴՔԹ-ի ազդեցությամբ:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Ch. Frenkel, Ch. E. Hess, Can. J. Bot., v. 52, p. 295 (1974). ² Ch. Moncoustn, Th. Gaspar, Biochem. Physiol. Pflanzen, v. 173, p. 26 (1983). ³ Th. Gaspar, C. Penel, T. Thorpe e. a., Peroxidases. 1970—1980. A survey of their biochemical and physiological roles in higher plants, Universite de Geneve. Geneve, p. 253, 1982. ⁴ A. W. Galston, Amer. scientist, v. 55, p. 144 (1967). ⁵ T. Brennan, W. P. Jacobs, Plant Physiol., v. 73, p. 1 (1983). ⁶ E. A. Schneider, F. Wightman, Ann. Rev. Plant Physiol., v. 25, p. 487 (1974). ⁷ А. В. Гуськов, В. А. Земская, Г. Б. Агаларзаде и др., Физиология растений, т. 32, вып. 6 (1985). ⁸ Р. Х. Турецкая, в кн.: Методы определения регуляторов роста и гербицидов, М., Наука, 1966. ⁹ T. T. Lee, Physiol. plantarum, v. 29, p. 198 (1973). ¹⁰ J. Ridge, D. J. Osborne, J. Exp. Bot., v. 21, p. 843 (1970). ¹¹ Д. И. Чкаников, М. С. Соколов, Гербицидное действие 2,4—Д и других галоидфеноксикислот, Наука, М., 1973. ¹² L. C. Luckwill, P. Lloyd-Jones, Ann. Appl. Biol., v. 47, № 3 (1960). ¹³ M. Elkinawy, J. Raa, Physiol. plant., v. 29, p. 250 (1973). ¹⁴ В. Ладонин, Н. Б. Пронина Физиол. и биохимия культурных растений, т. 9, вып. 3 (1977). ¹⁵ М. И. Запрометов, И. В. Зигоскина, В. Ф. Стрекова и др., Физиология растений т. 29, вып. 2 (1982).

УДК 595.765.8

ЭНТОМОЛОГИЯ

М. Ю. Калашян

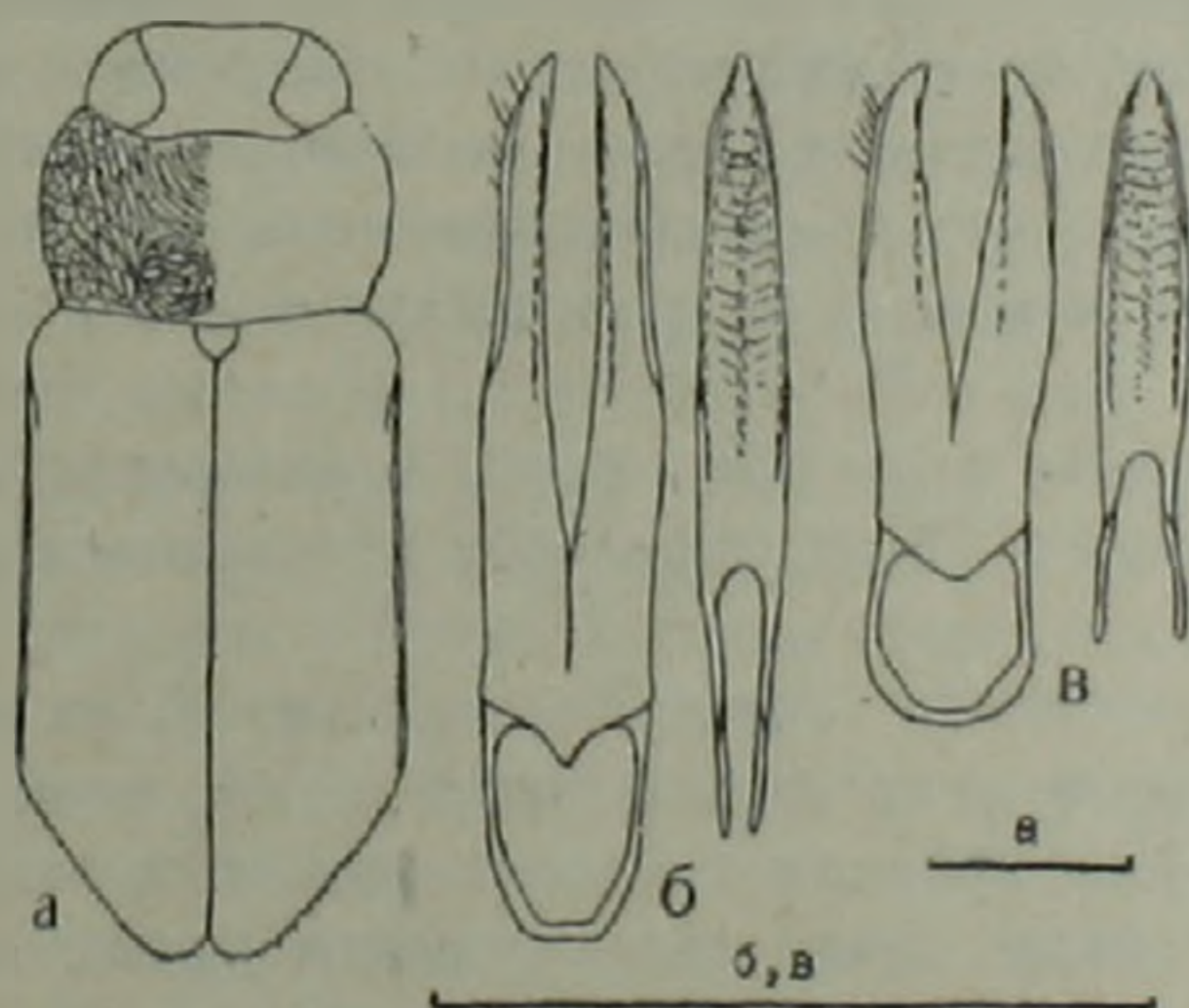
Два новых вида рода *Anthaxia* Eschsch. (Coleoptera, Buprestidae) из Армении

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР С. О. Мовсисяном 3/XII 1987)

1. *Anthaxia brevilformis* Kalashian sp. nov.

Арм ССР, Мегринский р-н, окр. с. Ньюади, около 700 м н. ур. м. в можжевелевом редколесье, 29.IV. 1954, С. М. Яблоков-Хнзорян. Голо-тип, самка, в коллекциях Института зоологии АН АрмССР. Рисунок, а.

Верх пестрый—лоб, бока переднеспинки и 2 пятна у ее середины—широкое полукруглое у переднего края и узкое продольно-овальное—у основного, а также узкое прищитковое пятно надкрылий, достигающее вдоль шва приблизительно 1/4 длины надкрылий и узко продолженное вдоль их основания почти до плеч, темно-зеленые; пара широких, кле-



а—*Anthaxia brevilformis* sp. nov., контур тела;
 б—*A. tractata* Ab., пенис; в—*A. Khnzoriani* sp.
 nov., пенис. Длина масштабных линеек соответ-
 ствует 1 мм

реди расширенных и расходящихся продольных пятен на переднеспин-ке и щиток черные, расплывчатые пятна надкрылий—пара по бокам от прищиткового и овальное, продолженное приблизительно до вершинной 1/6 надкрылий, пришовное позади прищиткового—черно-бурые, осталь-ная часть надкрылий грязно-красная. Низ тела черный с зеленоватым блеском. Лоб плоский, вдоль середины и между основаниями антенн

слабовогнутый, в многоугольных ячейках с гладким дном и слабыми мелкими центральными зернами, в светлых довольно густых и длинных волосках. Темя в 1,5 раза шире глаза. Переднеспинка в 1,7 раза шире длины, едва двувыемчатая спереди и сзади, слабо выпуклая, с продольной бороздкой, наибольшей ширины немного позади передней $1/3$, с выпуклыми почти по всей длине и едва вогнутыми перед почти прямыми основными углами боками. Скульптура по бокам ячеистая с мелкими центральными зернами, остальная часть диска морщинистая, морщинки сглаженные, образуют полукруглую концентрическую структуру в передней половине у середины диска, пару почти округлых концентрических структур у середины его основания позади первой и пару групп длинных продольных, кпереди расходящихся морщинок по бокам этих структур. Морщинки довольно изреженные, в особенности в группах продольных морщинок, где расстояние между ними слегка меньше диаметра боковых ячеек переднеспинки; между морщинками местами имеются вытянутые продольно ячейки, отделенные слабыми ребрышками, и мелкие зерна, промежутки морщинок и дно боковых ячеек мелкосетчатые. Щиток слегка поперечный, пятиугольный, слабовогнутый, мелкосетчатый. Надкрылья в 1,65 раза длиннее общей ширины, едва расширены до вершинной $1/3$, затем почти прямолинейно сужены к порознь закругленным вершинам, выпуклые, резко узко вдавлены вдоль основного края, с сильным поперечным вдавлением у основных $2/5$ и с округлыми вдавлениями по бокам от шва у вершинной $1/4$; боковой край в вершинной $1/3$ до пришовного угла четко зазубрен. Скульптура черепитчатая, у самой вершины надкрылий с немногими притупленными бугорками, сглажена на пришовном пятне, с рядами мелких точек, более явственных на сглаженном участке. Низ тела в ячеистой скульптуре, с мелкими центральными зернами, эта скульптура сглажена кзади и к середине тела. 7-й уростернит у самки коротко закруглен и слегка отогнут дистально. Длина 4,5 мм. Самец не известен.

Этот вид близок к *A. brevis* Lap., *A. ephippialata* Redt. и *A. kreuzbergi* Richt. и может быть определен при помощи следующей таблицы:

- 1(4) Бока переднеспинки золотисто-оранжевые, ее морщинки очень густые. Пришовное пятно надкрылий четкое, сзади срезано или закруглено, узко продолжено вдоль шва до пришовного угла.
- 2(3) Пришовное пятно сзади срезано почти прямолинейно. Переднеспинка у середины синяя *A. ephippialata* Redt.
- 3(2) Пришовное пятно сзади закруглено. Переднеспинка у середины золотисто-зеленая *A. kreuzbergi* Richt.
- 4(1) Бока переднеспинки синие или зеленые, ее морщинки изреженные. Пришовное пятно надкрылий сзади закруглено, не вытянуто вдоль шва, часто расплывчатое.
- 5(6) Надкрылья в 1,5—1,55 раза длиннее общей ширины, их скульптура грубее, на пришовном пятне почти не сглаженная. Морщинки переднеспинки грубее и гуще, их промежутки гладкие. Передне-

спинка, кроме темных продольных пятен, и низ тела синие или сине-зеленые

6(5) Надкрылья в 1,65 раза длиннее общей ширины, их скульптура нежнее, на пришовном пятне сильно сглаженная. Морщинки переднеспинки нежнее и реже, их промежутки в мелкосетчатой шагреневке, с немногочисленными мелкими зернами. Переднеспинка темно-зеленая, низ тела черный с зеленым блеском.

А. brevisformis nov.
(А. kreuzbergi, в природе нам не известная, включена в таблицу согласно ее описанию (¹), с. 144—145).

2. А. khnzoriani Kalashian sp. nov.

АрмССР, Ехегнадзорский р-н, окр. с. Шатин, около 1500 м над ур. м., 17.VII. 1950, С. М. Яблоков-Хнзорян. Голотип, самец, в коллекциях Института зоологии АН АрмССР.

Тело бронзовое, со слабым зеленоватым блеском, более заметным у переднего края лба. Покровы в мелкосетчатой шагреневке. Лоб широкий, слабо сужен назад, плоский, у середины слабо продольно вдавленный, в сильно сглаженных больших ячейках, едва заметных на фоне шагреневки, без следа центральных зерен. Лоб спереди с немногими светлыми короткими волосками. Темя в 2,4 раза шире глаза. Переднеспинка в 1,8 раза шире длины, четко двувыемчатая спереди и едва—сзади, ее бока слабовыпуклые, у самых тупых основных углов едва вогнутые. Скульптура ячеистая, сильно сглаженная, как на лбу, но с очень мелкими центральными зернами. Щиток плоский, пятиугольный, почти равной длины и ширины. Надкрылья в 1,8 раза длиннее общей ширины, почти параллельнобокие до вершинной 1/3, затем почти прямолинейно сужены к слегка порознь закругленным вершинам, несущим 3—4 очень маленьких зубчика у шовного угла. Надкрылья выпуклые, у основания с поперечно-треугольным вдавлением, глубоким спереди и постепенно сходящим на нет у основной 1/5 шва, слабо вдавлены у основной 1/3 латерально от шва, с рядами мельчайших точек, более заметных у шва. Низ тела в сглаженных ячейках, еще явственных на груди и почти совсем скрытых шагреневкой на брюшке. 7-й уростернит у самца коротко закруглен дистально. 3,6 мм. Пенис—рисунок, в. Самка не изучалась.

Этот вид близок к А. funerula Illig. и А. tractata Ab., от первого из них легко отличается отсутствием у вершинной 1/3 бокового края надкрылий ряда глубоких точек, от А. tractata—мелкими размерами (у А. tractata длина 4—5 мм), формой вдавления у основания надкрылий (у А. tractata это вдавление узкое, у шва едва шире, чем у плеч) и, особенно, строением гениталий самца (у А. tractata пенис заметно длиннее и уже, чем у нашего вида—рисунок, б).

Мы с благодарностью посвящаем этот вид нашему научному руководителю С. М. Яблокову-Хнзоряну, оказывающему постоянную всестороннюю помощь в нашей работе.

Институт зоологии
Академии наук Армянской ССР

**Anthaxia Eschsch. (Coleoptera, Buprestidae) սեռի երկու
նոր տեսակ Հայաստանից**

Նկարագրվում են *Anthaxia brevisformis* sp. nov. *Մեղրու*¹ և *A. khnzoriani* sp. nov.¹ Եղեղնաձորի շրջաններից: Լեռնային տեսակը մոտ է *A. ephippata* Redt., *A. kreuzbergi* Richt. և *A. brevis* Lap. & Gory տեսակներին: Այդ տեսակները տարբերվում համար տրվում է աղյուսակի *A. khnzoriani* sp. nov. մոտ է *A. funerula* Illig. և *A. tractata* Ab. տեսակներին և համեմատվում է նրանց հետ:

ЛИТЕРАТУРА—ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ *A. A. Рухтер*, Фауна СССР. Жесткокрылые, т. 13, вып. 2. Златки—Buprestidae. ч. 2. Изд. АН СССР, М.—Л., 1949.

УДК 616.36—089.48—006.6

МЕДИЦИНА

В. В. Родионов, Р. Г. Хачатрян

Новый способ дренирования печеночных протоков Т-образным дренажом при раке

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР И. Х. Геворкяном 18/1 1988)

У больных с непроходимостью общепеченочных протоков опухолевой природы оперативные вмешательства чаще всего носят паллиативный характер и направлены на восстановление желчеотводящей функции. Выбор способа операции зависит от уровня локализации опухолевого процесса. Злокачественные новообразования печени, общепеченочного протока, пузырного протока, проксимальной части общего желчного протока, располагающиеся в воротах печени, блокируют желчеотток, вызывают механическую желтуху, от которой погибает большинство больных. Обеспечение оттока желчи с целью ликвидации механической желтухи, уменьшение желчной гипертензии значительно продлевают жизнь таким больным.

При механической желтухе, вызванной злокачественными новообразованиями, наиболее часто с паллиативной целью выполняют дренирующие операции, отдавая предпочтение отведению желчи в кишечник.

В литературе последних лет обсуждаются показания к дренированию внутрипеченочных протоков. Л. М. Шор с соавт. ⁽¹⁾ наружное дренирование применяют с целью временной декомпрессии желчных путей для профилактики осложнений желчной гипертензии и отведения желчи. Пользуются наружным дренированием Б. А. Петров, Э. И. Гальперин ⁽²⁾, Д. Л. Пиковский ⁽³⁾ и др. Однако предложенные ранее способы дренирования внутрипеченочных протоков имеют существенные недостатки, которые характеризуются, главным образом, тем, что закрепить на длительное время эти дренажи в области внутрипеченочных протоков не удастся.

Предлагаемый способ дренирования внутрипеченочных протоков сводится к тому, чтобы установить Т-образный силиконовый (латексный) дренаж в правом и левом печеночном протоке, а выведенную часть этого дренажа или оставить в общем желчном протоке, или вывести наружу, или при необходимости оставить в петле тощей кишки, которая будет подвешена к воротам печени в виде гепатикоеюноанастомоза.

Во время операции, после того как обнаружен общий печеночный (общий желчный) проток, дистальнее опухоли производится продольная гепатикохоледохотомия на протяжении 5—6 мм. Путем бужирования пораженного опухолью общепеченочного протока достигается

расширение его диаметра до 5 мм. Через отверстие обеспечивается промывание внутрипечечных протоков стерильным физиологическим раствором. устанавливается Т-образный силиконовый (латексный) дренаж типа дренажа Кера таким образом, чтобы одна часть его была в левом, а другая—правом печечном протоке. Правильность установки дренажа контролируется легким подергиванием его, при котором дренаж не выпадает, а по основной трубке этого дренажа хорошо поступает желчь. Диаметр Т-образного дренажа подбирается в соответствии с полученным отверстием общепечечного протока. Желательно, чтобы дренажная трубка имела диаметр не менее 3 мм. Выведенную основную трубку Т-образного дренажа в зависимости от условий, складывающихся во время операции, выводят или укладывают по одному из трех вариантов.

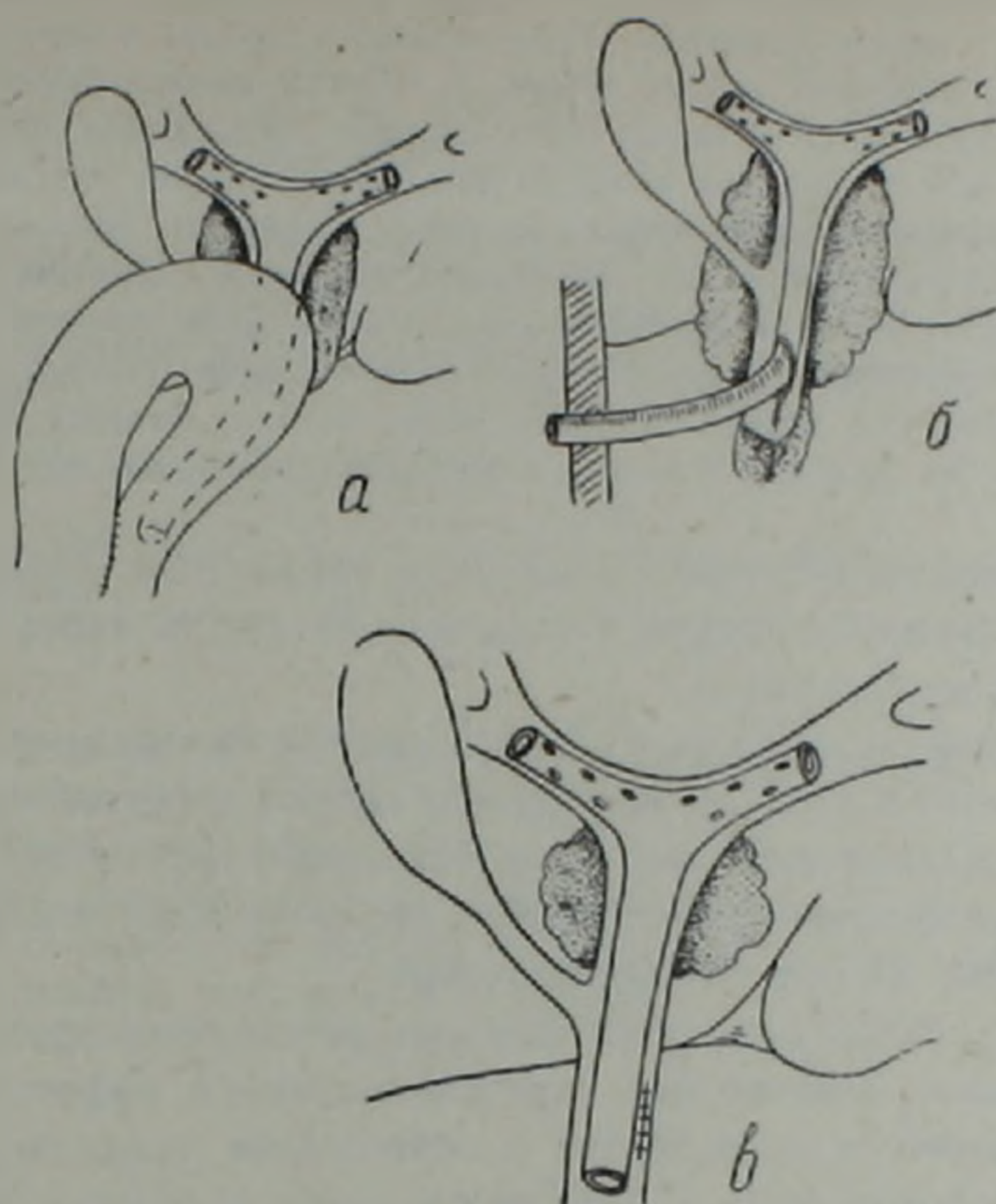
Вариант 1. Перфорированный участок Т-образной трубки длиной 3—4 см оставляют в правом и левом печечных протоках. Гепатикохоледохотомическое отверстие ушивается до основной части Т-образной трубки кетгутовым швом на атравматической игле. Основную часть дренажной трубки оставляют в виде потерянного дренажа в просвете тощей кишки. Накладывают гепатикоеюноанастомоз с энтеро-энтероанастомозом. Для примера приводим выписку из истории болезни.

Больная Б., 37 лет, поступила в клинику с механической желтухой, жалобами на плохой аппетит, общую слабость, значительное похудание. До декабря 1986 г. чувствовала себя удовлетворительно, пока не появилось чувство тяжести и незначительные боли в правом подреберье; выраженная желтуха. Больной произведена ЭРПХГ, при которой выявлено, что оба печечных протока резко расширены, начальная часть общего печечного протока имеет ширину до 0,5 см, а в месте отхождения пузырного протока на протяжении 1 см сужена до нитевидного. Контрастирование желчного пузыря не наступило. Ниже сужения имеется дефект наполнения, обусловленный конкрементом. При эндоскопической папиллотомии (ЭПТ) конкремент удален. При повторной ЭРПХГ сохраняется выраженная эктазия печечных и более мелких внутрипечечных желчных протоков. Учитывая полученные данные, у больной диагностирован рак гепатикохоледоха.

9.01.1987 г. операция: печень увеличена в размерах, мягкая, без метастаз. Желчный пузырь 8х6 см, толстостенный, спаян с сальником. В области ворот печени и общего печечного протока, а также в области холедоха, ниже впадения пузырного протока, определяется опухолевидное образование размером 4,5 см в диаметре, в центре которого имеется втяжение. Общий печечный проток и холедох в этом месте не дифференцируются. Желчный пузырь вскрыт, удален одиночный конкремент 1,5 см в диаметре. Произведена холецистэктомия от дна. Пузырный проток захвачен опухолью и полностью заращен. Холедох на глубине 0,7 см вскрыт через опухолевидную ткань. С помощью разнокалиберных бужей удалось разбужировать пораженный опухолью общий печечный проток, после чего из него стала обильно поступать желчь. Выполненный гепатикохоледохоскопией диагноз рака общепечечного протока подтвержден. Правый и левый печечные протоки промыты и дренированы Т-образным перфорированным дренажом таким образом, что Т-образная часть его вошла в правый и левый печечные протоки. Холедохотомическое отверстие ушито атравматическим швом до основной трубки дренажа. Наложен гепатикоеюноанастомоз на потерянном Т-образном дренаже (рисунок, а). При этом тощая кишка подшита к воротам печени. Наложен энтеро-энтероанастомоз. Послеоперационное течение гладкое. Показатели билирубина нормализовались, желтуха исчезла. В удовлетворительном состоянии выписана под наблюдение онколога.

Вариант 2. После дренирования правого и левого печечных протоков основную трубку Т-образного дренажа выводят через контра-

пертуру на боковую часть передней брюшной стенки в области правого подреберья. Гепатикохоледохотомическое отверстие ушивается до дренажа кетгутовым двухрядным швом на атравматической игле.



Различные способы дренирования печеночных протоков:
а—первый, б—второй, в—третий варианты (описание см. в тексте)

Больной М., 63 лет, поступил 17.XII. 1986 г. с диагнозом: рак холедоха, механическая желтуха.

5.V. 1986 г. перенес холецистэктомию по поводу острого холецистита. В сентябре 1986 г.—повторную операцию по поводу механической желтухи. На операции диагностировано: рак холедоха, произведено наружное дренирование холедоха по Вишневскому, после чего желтуха уменьшилась. Выписан на амбулаторное лечение. Дренаж вскоре выпал. В декабре 1986 г. у больного вновь появилась выраженная желтуха.

На операции 5.II. 1987 г. произведена гепатикохоледохотомия, а затем гепатикоскопия, при которой удалось дифференцировать правый и левый печеночные протоки, которые промыты физиологическим раствором. После этого произведено дренирование печеночных протоков Т-образным дренажом с выведением его браш в правый и левый печеночные протоки. Дренаж хорошо функционирует, подшит капроновым швом у ворот печени. Затем выведен через контрапертуру у наружного угла раны (рисунок, б). К вислову отверстию подведен дренаж по Спасокукоцкому. Послеоперационное течение гладкое. Выписан в удовлетворительном состоянии без желтухи.

Данный случай подтверждает, что при многократных операциях у больных с опухолевой стриктурой желчевыводящих путей целесообразно применение Т-образного дренажа с проведением его браш в правый и левый печеночные протоки по описанной выше методике.

Вариант 3. После дренирования печеночных протоков Т-образной перфорированной трубкой основная трубка Т-образного дренажа укладывается в просвет холедоха, а гепатикохоледохотомическое отверстие ушивается наглухо.

Больная Л., 62 лет, поступила по поводу острого холецистита, механической желтухи. После ЭРПХГ выявлено наличие калькулезного холецистита, опухоли общего печеночного протока, холангита.

9.02. 1987 г. операция: печень не увеличена, желчный пузырь в виде песочных часов, толстостенный, напряженный. В пузыре много камней. Массивные сращения с мезоколон и большим сальником. Устье желчного пузыря втянуто в опухолевидный процесс, заполняющий ворота печени. В области общего печеночного протока, пузырного протока имеется пупкообразное втяжение. Отдаленных метастаз не выявлено. Путем разреза в проекции холедоха был обнаружен его просвет. Он оказался без желчи. Дифференцированы правый и левый печеночные протоки, которые дренированы перфорированной частью Т-образного дренажа. Основная часть Т-образного дренажа установлена в холедохе. Холедохотомическое отверстие ушито наглухо двухрядным кетгутовым швом на атравматической игле (рисунок, в). После удаления камней наложена холецистостома, дренаж которой выведен через контрапертуру. Выписана без желтухи в удовлетворительном состоянии под наблюдение онколога.

После выполнения любого из этих вариантов операция заканчивается установлением дренажа сальниковой сумки через винслово отверстие по Спасокукоцкому.

Таким образом, у больных дренирование внутрипеченочных желчных путей применялось лишь с целью снятия желчной гипертензии и ликвидации механической желтухи. Наши наблюдения показывают, что подобное дренирование способствует эффективному отведению желчи непосредственно из печеночных протоков.

Можно заключить, что дренирование печеночных протоков Т-образной силиконовой (латексной) трубкой является эффективным способом снятия желчной гипертензии и ликвидации механической желтухи при неоперабельном раке общего печеночного и общего желчного протоков. Каждый из предложенных вариантов дренирования печеночных протоков должен быть избран индивидуально, а дренаж подобран соответственно просвету желчных протоков.

Кафедра хирургических болезней № 3
ММСИ им. Н. А. Семашко

Վ. Վ. ՌԱԴԻՈՆՈՎ, Ռ. Դ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Լյարդի ծորանների դրենավորման նոր մեթոդ, լյարդի
դրուների շրջանի բաղցկեղի ժամանակ

Լյարդի ծորանների դրենավորումը առաջարկված է նոր մեթոդ՝ լյարդի աջ և ձախ ծորանների դրենավորումը հետևյալ կերպ. Т-ձև սիլիկոնից պատրաստված դրենաժի աջ և ձախ սալիկները տեղավորվում են լյարդի աջ և ձախ ծորաններում, իսկ հիմնական ծայրը թողնվում կամ ընդհանուր լեղաժորանում, կամ բարակ աղու լուսանցքում, կամ դուրս հանվում որովայնի խոռոչից: Այս մեթոդները լյարդի դրուների բաղցկեղի ժամանակ կիրառում են միայն լեղաճոսքը վերականգնելու, մեխանիկական դեղնուկը վերացնելու համար:

ЛИТЕРАТУРА—ԴՐԱՇԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Л. М. Шор, Л. В. Шерстобитова, Л. М. Булынина и др., Хирургия, № 9, 1977.
2. Б. А. Петров, Э. И. Гальперин, Хирургия внепеченочных желчных протоков, М., 1971.
3. Д. Л. Пиковский, в кн.: Актуальные вопросы хирургической гепатологии и гастроэнтерологии, Волгоград, 1975.