

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ

ДОКЛАДЫ

Том 95 № 4

1995

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Գ. Ա. ԱՐՁՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. թեկ-
նածու (պատ. ֆաբրիկատոր), Է. Գ. ԱՅ-
ՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմի-
կոս, Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ, Հայաստանի
ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐ-
ՉՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս Վ. Հ. ՂԱԶԱՐ-
ՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս
(պատ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս.
ՈՒԼՆԻՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադե-
միկոս, Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Հայաստա-
նի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբա-
գիր), Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Հայաս-
տանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Բ. ՖԱ-
ՆԱՐՉՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադե-
միկոս

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик.
Г. А. АРЗУМАНЯН, канд. техн. на-
ук (отв. секретарь), Э. Г. АФРИ-
КЯН, академик НАН Армении,
В. О. КАЗАРЯН, академик НАН
Армении (зам. отв. редактора),
Г. С. СААКЯН, академик НАН Ар-
мении, Д. М. СЕДРАКЯН, академик
НАН Армении (отв. редактор),
А. А. ТАЛАЛЯН, академик НАН Ар-
мении, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН,
академик НАН Армении, В. В. ФА-
НАРДЖЯН, академик НАН Армении

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Հ. Գ. Սարուխանյան—Բռնար—Հողի գանգվածների կառուցում 217
- Կ. Ա. Նավասարդյան—Հետ Ուոլշի կրկնակի համակարգի արագ աճող զործակից-
ների մոնիվերսալ շարքերի մասին 220

ԱՌՈՋԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

- Բ. Լ. Աբրահամյան, Ա. Վ. Սահակյան, Ա. Վ. Գասպարյան—Տատանվող կոշտ ֆուն-
դամենտների և նրանց առաձգական հիմքերի երկրաչափական և ֆիզիկական պարամետ-
րների և սեյսմիկ պարամետրերի միջև փոխադարձ կապի մասին 224

ՖԻԶԻԿԱ

- Վ. Մ. Հարությունյան—Երկտակ ներարկում ծակոտկեն սիլիցիումով կառուցվածքի
մեջ 229

ՔԻՄԻԱԿԱՆ ՖԻԶԻԿԱ

- Ա. Ս. Գեորգյան, Ա. Ա. Աբրահամյան—Երկմուկեկուլային քիմիական փոխարկում-
ների հաճախականությունների ամպլիտուդներում աններդաշնակ անցումների ներ-
դրումը 236

ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐ

- Յու. Ա. Գասպարյան—Ցածր հաճախության ռեզոնանսային կոնստրուկցիաների իմ-
պեդանսի չափման նոր մեթոդներ 243

ՌԻՍԿԱԼԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Ա. Կ. Սաղաթելյան, Մ. Ա. Կուկուլյան, Լ. Ա. Հակոբյան—Մոտեցումներ բնական
աղետների ազերիչ հետևանքների ռիսկի գնահատմանը 248

ԿՆՆՍԱՔԻՄԻԱ

- Կ. Գ. Ղաբադյոզյան, Ա. Վ. Մելիումյան, Գ. Մ. Գեորգյան, Ս. Ս. Հովակիմյան,
Ա. Յ. Պողոսյան, Լ. Լ. Դանիլովա, Վ. Վ. Օրդյան, Գ. Ա. Գեորգյան, Մ. Կ. Ղաբադյոզ-
յան, Մ. Մ. Էդիլյան—Էրիթրոցիտների գերօքսիդային հեմոլիզի դեմ ուղղված դիմադրու-
ղականության ֆունկցիոնալ իանգարումները և նրանց կանոնավորման ուղիները օրգա-
նիզմի հիպօքսիկ վիճակների ժամանակ 257
- Ն. Ս. Վարդանյան, Է. Գ. Աֆրիկյան—Երկաթի տարալվացումը կավից բեմոլիտո-
րոֆ բակտերիաներով 263
- Վ. Գ. Նիկողոսյան—Ազոտաբակտերը ցորենի արմատային համակարգում 267

ՀՆԱՄԱՏՈՒԹՅԱՆ

- Է. Բ. Բաղավի—Parabascus Looss. 1907 (Pleurogenidae, Looss, 1899) սեռի
նոր տեսակների տրեմատոդներ Հայաստանի չղջիկներից 271

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Ա. Ռ. Սարգսյան—Տարբեր պարամետրերով սինապտիկ մուտքեր ունեցող նեյ-
րոնի իդենտիֆիկացիա 277
- Ֆ. Ռիխտեր, Վ. Հաշկե, Ռ. Ֆելսեն, Լ. Ռ. Մանվելյան—Առնետների մոտ հետ-
ծննդյան տարբեր ժամանակահատվածներում ուղեղի կեղևում ժագող տարածվող ճրնշ-
վածության ըստ շերտերի հետազոտություն

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

- А. Г. Саруханян—Построение массивов Боммера—Холла 217
К. А. Навасардян—Об универсальных рядах по двойной системе Уолша с
быстро убывающими коэффициентами 220

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

- Б. Л. Абрамян, А. В. Саакян, А. В. Гаспарян—О взаимной связи геометри-
ческих и физических параметров колеблющихся жестких фундаментов и их
упругих оснований с сейсмическими параметрами 224

ФИЗИКА

- В. М. Арутюнян—Двойная инжекция в структуру с пористым кремнием . 229

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

- А. С. Геворкян, А. А. Абрамян—Вычисление вклада ангармонических
переходов в амплитуду вероятностей бимолекулярных химических реакций . 236

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

- Ю. А. Гаспарян—Новый метод измерения импеданса резонансных низко-
частотных конструкций 243

ГИСКОЛОГИЯ

- А. К. Сагателян, М. А. Кукулян, Л. А. Акопян—Подходы к оценке риска
разрушительных последствий природных катастроф 248

БИОХИМИЯ

- К. Г. Карагезян, А. В. Мелкумян, Д. Н. Геворкян, С. С. Овакимян, А. Ю.
Погосян, Л. Л. Данилова, В. В. Ордян, Г. А. Геворкян, М. К. Карагезян,
М. М. Эдилян—Роль гипоксического синдрома в механизме формирования
функциональных нарушений резистентности эритроцитов к перекисному гемолизу. 253

МИКРОБИОЛОГИЯ

- Н. С. Вартанян, Э. Г. Африкян—Удаление железа из глины хемолито-
трофными бактериями 263
В. Г. Никогосян—Азотобактер в корневой системе пшеницы 267

ГЕЛЬМИНТОЛОГИЯ

- Э. Б. Бадави—Новые виды трематод рода *Parabascus* Looss, 1907
(*Pleurogenidae*, Looss, 1899) от летучих мышей Армении 271

ФИЗИОЛОГИЯ

- А. Р. Саркисян—Идентификация нейрона с различными параметрами
синаптических входов 277
Ф. Рихтер, В. Гашке, Р. Фехнер, Л. Р. Манвелян—Послойное исследование
развития распространяющейся депрессии в коре мозга у крыс в различные
сроки постнатального периода 280
Содержание 96-го тома 286

CONTENTS

MATHEMATICS

- A. G. Sarukhanian—Construction of the Baumert—Hall arrays 217
K. A. Navasardian—On the universal double Walsh series with rapidly decreasing coefficients 220

THEORY OF ELASTICITY

- B. L. Abrahamian, A. V. Sahakian, A. V. Gasparian—On the interdependence of an geometrical and physical parameters of vibrated rigid footings and theirs elastic foundations with the seismic parameters 224

PHISICS

- V. M. Aroutjunian—Double injection an a structure with porous silicon. 229
A. S. Gevorkian, A. A. Abrahamian—Contribution of the anharmonic transition in amplitude probability of the bi-molecular chemical reaction 236

BUILDING CONSTRUCTIONS

- Yu. A. Gasparian—New methods of impedance measurements for a resonant low-frequency constructions 243

RISK ANALYSIS

- A. K. Sagatellan, M. A. Koukouljan, L. A. Akopian—Ways of natural disaster's destroying consequences risk assessment 248

BIOCHEMISTRY

- K. G. Karageuzian, A. V. Melkumian, D. M. Gevorkian, S. S. Hovakimian, A. Yu. Pogosian, L. L. Danilova, V. V. Ordian, G. A. Gevorkian, M. K. Karageuzian, M. M. Edilian—Role of hypoxic syndrom in erythrocyte resistancy to peroxide hemolysis functional disorders mechanisms formation 253

MICROBIOLOGY

- N. S. Vardanian, E. G. Afrikian—Leaching of iron from clay by chemolithotrophic bacteria 263
V. G. Nikogosian—Azotobacter in root system of wheat 268

HELMINTOLOGY

- E. B. Badawy—New Trematode species of the genus Parabascus Looss, 1907 (Pleurogenidae, Looss, 1899) from bats of Armenia 271

PHYSIOLOGY

- A. R. Sarkisian—Identification of the neuron with different parameters of synaptic inputs 277
F. Richter, W. Haschke, R. Fechner, L. R. Manveljan—Laminar analysis of development of cortical spreading depression in rats in different stages of postnatal period 280
Contents of volume 96 286

УДК 519.1

МАТЕМАТИКА

А. Г. Саруханян

Построение массивов Бомера—Холла

(Представлено чл.-корр. НАН Армении Ю. Г. Шукурханом 5 X 1994)

В работе вводится понятие параметрических блочных последовательностей Голея, при помощи которых построен массив Бомера—Холла нового порядка $4^{n-1}(4^n + k + 1)mt$, где $2^m t$ —порядок массива Бомера—Холла, $2^n r$ —порядок матрицы Адамара, а k —длина последовательности Голея.

Пусть $A = (A_i)_{i=1}^{n-1}$ —последовательность действительных матриц порядка k . Функция

$$N_A(j) = \begin{cases} \sum_{i=1}^{n-1} A_i A_{i+j}^T, & j=1, 2, \dots, n-1 \\ 0 & j \geq n \end{cases}$$

называется непериодической автокорреляционной функцией последовательности A [1].

Две $(-1, +1)$ —последовательности $A = (a_i)_{i=1}^n$, $B = (b_i)_{i=1}^n$ называются последовательностями Голея длины n , если $N_A(j) + N_B(j) = 0$ для всех $j \geq 1$. Известны последовательности Голея длины $2^a 10^b 26^c$, где a, b, c —целые неотрицательные числа [2,3].

Определение 1 [4,5]. Параметрическая матрица $H(A_1, A_2, A_3, A_4)$ порядка $4t$ называется массивом Бомера—Холла порядка $4t$, если выполняются условия:

- а) элементы матрицы H имеют вид $\pm A_i$, $i=1, 2, 3, 4$;
- б) строки (столбцы) матрицы H формально ортогональны;

$$в) HH^T = t \sum_{i=1}^4 A_i A_i^T \times I_{4t},$$

где $\times$ —знак кронекеровского произведения, I_{4t} —единичная матрица порядка $4t$.

Определение 2. Последовательности $A = [A_i]_{i=1}^{n-1}$, $B = [B_i]_{i=1}^{n-1}$, где A_i и B_i —параметрические матрицы порядка k , зависящие от параметров x_i , $i=1, 2, \dots, r$, назовем параметрическими блочными последовательностями Голея длины n и обозначим через $GPB(n, k, r)$, если выполняются условия

$$A_i B_j^T = B_j A_i^T, \quad i, j=1, 2, \dots, n,$$

$$\sum_{i=1}^n (A_i A_i^T + B_i B_i^T) = \frac{2nk}{r} \sum_{i=1}^r x_i^2 I_k.$$

$$N_A(j) + N_B(j) = \sum_{i=1}^{n-j} (A_i A_{i+j}^T + B_i B_{i+j}^T) = 0, \\ j=1, 2, \dots, n-i.$$

Заметим, что при $x_i = \pm 1$, $i=1, 2, \dots, r$, последовательности A и B называются просто блочными последовательностями Голея и обозначаются через $GB(n, k)$. Отметим также, что в работе [6] рассмотрены блочные последовательности Голея, когда матрицы A_i и B_i являются симметрическими и взаимно коммутативными $(-1, +1)$ -матрицами.

Перейдем к построению $GPB(n, k, r)$ -последовательностей.

Лемма 1. Пусть существуют массив Бомера—Холла порядка $2^n m$ и матрица Адамара порядка $2^n r$. Тогда существуют параметрические матрицы C_i , $i=1, 2, \dots, 2^n$, порядка $2^n m r$, зависящие от четырех параметров, удовлетворяющих следующим условиям:

$$C_i C_j^T = 0, \quad i \neq j, \quad i, j=1, 2, \dots, 2^n;$$

$$\sum_{i=1}^{2^n} C_i C_i^T = 2^{2n-2} m r (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2) / 2^n m r.$$

Теорема 1. Если существуют массив Бомера—Холла порядка $2^n m$ и матрица Адамара порядка $2^n r$, то существуют $GPB(4^n + 1, 4^n m r, 4)$ -последовательности.

Следствие 1. Если существуют массив Бомера—Холла порядка $2^n m$ и матрица Адамара порядка $2^n r$, то существует массив Бомера—Холла порядка $2^{n+1} m r (2^{2^n} + 1)$.

В работе (6) показано, что существование матриц Адамара порядка $4n_i$, $i=1, 2, \dots, 7$, и массива Бомера—Холла порядка $4k$ позволяет построить новый массив Бомера—Холла порядка $16kn_1 n_2 n_3 n_4 n_5 n_6 n_7$ и матрицу Адамара порядка $16n_1 n_2 n_3 n_4 n_5 n_6 n_7$. Следовательно, из теоремы 1 следует также

Следствие 2. Если существуют массив Бомера—Холла порядка $4k$ и матрицы Адамара порядка $4n_i$, $i=1, 2, \dots, 7$, то существуют также $GPB(2^8 + 1, 2^8 kn_1 n_2 \dots n_7, 4)$ -последовательности и массив Бомера—Холла порядка $2^8 (2^8 + 1) kn_1 n_2 \dots n_7$.

Следствие 4. Существует массив Бомера—Холла порядка $2^n (2^8 + 1) k_1 k_2 \dots k_8 n_1 n_2 \dots n_7$, где k_i —порядки T -матриц, а n_i —порядки матриц типа Вильямсона (1.2).

Теорема 2. Пусть существуют массив Бомера—Холла порядка $2^n m$ и матрица Адамара порядка $2^n r$. Тогда существуют четыре параметрические дополнительные блочные последовательности длины $4^n + k + 1$ с блочной размерностью $4^n m r$, где k —длина последовательностей Голея.

Следствие 5. Если существуют массивы Бомера—Холла порядка 2^am , матрица Адамара порядка 2^br и последовательности Голея длины k , то существует также массив Бомера—Холла порядка $4^{a-1}(4^a+k+1)mr$.

В частности, при $a=2$ существует массив Бомера—Холла порядка $64(2^a10^b26^c+17)mr$, где $4m$ —порядок массива Бомера—Холла, $4r$ —порядок матрицы Адамара и a, b, c —целые неотрицательные натуральные числа. Это дает широкий класс массивов Бомера—Холла, включающий в себя множество новых порядков указанных массивов.

Институт проблем информации и
автоматизации НАН Армении

Հ. Դ. ՍԱՐԴԻԱՆՅԱՆ

Բոմեր—Հոլլի զանգվածների կառուցում

Ոչխատանքում ներմուծված է Դոլեյի պարամետրական քլոկային հաջորդականությունների զաղափարը, որի օգնությամբ կառուցվում է $4^{a-1}(4^a+k+1)mr$ կարգի Բոմեր—Հոլլի զանգված, որտեղ 2^am -ը Բոմեր—Հոլլի զանգվածի կարգ է, 2^br -ը Հադամարի մատրիցի կարգ է, իսկ k -ն՝ Դոլեյի հաջորդականությունների երկարություն:

Մասնավորապես, կառուցվել են $64(2^a10^b26^c+17)mr$ կարգի Բոմեր—Հոլլի զանգվածներ, որտեղ $4m$ -ը Բոմեր—Հոլլի զանգվածի կարգ է, $4r$ -ը Հադամարի մատրիցի կարգ է, իսկ a, b, c -ն ցանկացած ոչ բացասականամբողջ թվեր են: Վերջինս ընդգրկում է Բոմեր—Հոլլի զանգվածների բազմաթիվ նոր կարգեր:

ЛИТЕРАТУРА—ՔՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. H. Kharaghani, Discrete Math., v. 120, p. 115—120 (1993).
2. H. Kharaghani, Australian J. Combin., № 6, p. 293—303 (1992).
3. P. J. Robinson, J. S. Wallis, Colloquia Mathematica Societatis Janos Bolyai. Combinatorics, v. 18, p. 911—932 (1976).
4. W. D. Wallis, A. P. Street, J. S. Wallis, Lecture Notes in Math., v. 292, (1972).
5. R. J. Turyn, J. Combin. Theory, Ser. A, v. 16, p. 313—333 (1974).
6. R. Craigen, J. Seberry, X. Zhang, J. Combin. Theory, Ser. A, v. 59, p. 310—320 (1992).

УДК 517.51

МАТЕМАТИКА

К. А. Навасардян

Об универсальных рядах по двойной системе Уолша с быстро
убывающими коэффициентами

(Представлено академиком НАН Армении А. А. Талаляном 12/XII 1994)

Пусть S некоторое множество измеримых функций. Напомним, что ряд

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) \quad (1)$$

называется универсальным относительно знаков в классе S , если для любой функции $F(x) \in S$ существует последовательность знаков $\{\gamma_n\}$, $\gamma_n = \pm 1$, для которой ряд $\sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n f_n(x)$ сходится почти всюду к $F(x)$.

Ряд (1) называется универсальным относительно подрядов в классе S , если для любой функции $F(x) \in S$ существует подряд $\sum_{k=1}^{\infty} f_{n_k}(x)$, $n_1 < n_2 < \dots$, ряда (1), который почти всюду сходится к $F(x)$.

Ряд (1) называется универсальным относительно перестановок в классе S , если для любой функции $F(x) \in S$ члены ряда (1) можно переставить так, чтобы вновь полученный ряд сходился к $F(x)$ почти всюду.

Первые примеры (в разных смыслах) универсальных тригонометрических рядов были построены в работах [1—5]. Об исследованиях универсальных ортогональных рядов подробно можно узнать из работ [6, 7].

Здесь отметим два результата Н. Б. Погосяна.

Теорема А (см. [5]). *По любой полной ортонормированной и равномерно ограниченной системе $\{\varphi_n(x)\}$ существует ряд*

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_n(x), \quad (2)$$

который удовлетворяет следующим условиям:

- 1) ряд (2) является универсальным относительно перестановок в классе всех измеримых функций;
- 2) после некоторой перестановки членов ряд (2) становится уни-

версальным относительно знаков в классе всех измеримых функций;
3) для любого числа $\varepsilon > 0$

$$\sum_{n=1}^{\infty} |a_n|^{2+\varepsilon} < +\infty.$$

Теорема Б (см. [8]) Пусть $\{p_n\}_{n=0}^{\infty}$ произвольная последовательность чисел, удовлетворяющая условиям $p_n \downarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$ и $\{p_n\} \notin l_1$. Тогда существует функция $f(x) \in \bigcap_{p < 2} L_p[0, 2\pi]$ с коэффициентами

$$\text{Фурье } a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \cos nx dx, \quad b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \sin nx dx, \quad |a_n| + |b_n| \leq p_n (n \geq 0),$$

для которой тригонометрический ряд

$$\frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx)$$

является универсальным одновременно относительно знаков, перестановок и подрядов в классе почти всюду конечных измеримых функций.

Нами доказан аналог теоремы Б для двойных рядов по системе Уолша. Точнее, верна следующая

Теорема В. Пусть двойная последовательность $\{\varepsilon_{mn}\}$ удовлетворяет следующим условиям: $0 < \varepsilon_{m+1,n} \leq \varepsilon_{mn} \leq \varepsilon_{m,n-1}$ и $\sum_{m,n=M}^{\infty} \varepsilon_{mn}^2 = +\infty$

для любого M . Тогда существует функция $f \in \bigcap_{p < 2} L_p(0,1)^2$ с коэффици-

циентами Фурье $|c_{mn}(f)| \leq \varepsilon_{mn}$, $(c_{mn}(f) = \int_0^1 \int_0^1 f(x,y) W_m(x) W_n(y) dx dy)$, ряд

Фурье которой является универсальным относительно знаков в классе п. в. конечных измеримых функций, а для некоторого на-

бора знаков $\{\gamma_{mn}\}$ ряд $\sum_{m,n=0}^{\infty} \gamma_{mn} c_{mn}(f) W_m(x) W_n(y)$ является универсальным относительно подрядов в классе п. в. конечных измеримых функций.

Непосредственным следствием этой теоремы является следующее утверждение, полученное в работе [9].

Теорема Г. Пусть $\{\varepsilon_{mn}\}$ удовлетворяет условиям теоремы В. Тогда существует нуль-ряд $\sum_{m,n=0}^{\infty} a_{mn} W_m(x) W_n(y)$ с коэффициентами

$$|a_{mn}| \leq \varepsilon_{mn}.$$

В основе доказательства теоремы В лежит следующая (см. [3], лемма 3)

Лемма. Для любого интервала $I = \left[\frac{i}{2^m}, \frac{i+1}{2^m} \right]$, $m \in N$, $0 \leq i < 2^m$,

и для любого натурального $n > m$, $n - m$ четное число, существует полином по системе Уолша $\sum_{k=1}^{2^n} a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x)$ такой, что

$$1) |a_n^{(k)}| = 2^{-\frac{m+n}{2}} = (2^{-n} \mu I)^{1/2}, \quad 1 \leq k \leq 2^n;$$

$$2) \left| \sum_{k=1}^N a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x) \right| \leq 2^{-\frac{n-m}{2}} = (2^n \mu I)^{-1/2}, \text{ երբ } x \in I, \quad 1 \leq N \leq 2^n;$$

$$3) \left| \sum_{k=1}^N a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x) \right| \leq C, \text{ երբ } x \in I, \quad 1 \leq N \leq 2^n;$$

$$4) \sum_{k=1}^{2^n} a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x) = 1, \text{ երբ } x \in E_1 \subset I, \quad \mu E_1 = \frac{1}{2} \mu I = 2^{-m-1};$$

$$5) \sum_{k=1}^{2^n} a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x) = -1, \text{ երբ } x \in E_2 \subset I, \quad \mu E_2 = \frac{1}{2} \mu I = 2^{-m-1};$$

$$6) \sum_{k=1}^{2^n} a_n^{(k)} W_n^{(k)}(x) = 0, \text{ երբ } x \in I,$$

որտեղ E_1 և E_2 — արտաքին խառնուրդներ ինտերվալների տեսակի Խաարի, C — բացօթյա հաստատուն:

Ելքում արտահայտում եմ շնորհակալություն Մ. Մ. Գեորգյանին իմ հարգանքներով:

Երևանի պետական
համալսարան

Կ. Ա. ՆԱՎԱՍՏՐՅԱՆ

Հայկական կրթության համակարգի արագ աճող գործակիցներով
ունիվերսալ շարժերի մասին

Այս աշխատանքում արտահայտված է հետևյալ թեորեմը:

Թեորեմ: Եթե $\{\varepsilon_{mn}\}$ կրկնակի հաջորդականությունը բավարարում է հետևյալ պայմաններին. $0 < \varepsilon_{m+1n} \leq \varepsilon_{mn} \leq \varepsilon_{mn-1}$ և $\sum_{m,n=M}^{\infty} \varepsilon_{mn}^2 = +\infty$ կամայական M -ի համար, Այդ դեպքում գոյություն ունի $f \in (p < 2) L_p[0,1]^2$, որի Ֆուրյեի գործակիցները բավարարում են $|c_{mn}(f)| \leq \varepsilon_{mn}$ պայմաններին, Ֆուրյեի շարքը ունիվերսալ է նշանների նկատմամբ հ. ա. վերջավոր չափերի ֆունկցիաների դասում, իսկ որոշակի $\{\gamma_{mn}\}$ նշանների համար $\sum_{m,n=1}^{\infty} \gamma_{mn} c_{mn}(f) W_m(x) W_n(y)$ շարքը ունիվերսալ է ենթաշարքերի նկատմամբ հ. ա. վերջավոր չափերի ֆունկցիաների դասում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆ ՈՒԹՅՈՒՆ

1. Д. Е. Меньшов, ДАН СССР, т. 49, с. 79—82 (1945).
2. Д. Е. Меньшов т. 20 (62), с. 197—237 (1947).

3. А. А. Талалаян, Изв. АН СССР Сер. мат., т. 27, № 3, с. 621—660 (1963).
4. Г. М. Мушегян, Изв. АН АрмССР Математика, т. 12, № 4, с. 278—302 (1977).
5. Н. Б. Погосян, Мат. сб., т. 98 (140), с. 102—112 (1975).
6. А. А. Талалаян, Успехи мат. наук, т. 15, вып. 5 (95) с. 77—141 (1960).
7. А. А. Талалаян, Р. И. Овсепян, Успехи мат. наук, т. 47, вып. 5 (287), с. 15—44 (1992).
8. Н. Б. Погосян, Успехи мат. наук, т. 38, вып. 1 (229) с. 185—186 (1983).
9. К. А. Навасардян, Изв. АН Армении Математика, т. 29, № 1, с. 50—68 (1994).

УДК 539.3; 534.1

Теория упругости

Член-корреспондент НАН Армении Б. Л. Абрамян, А. В. Саакян, А. В. Гаспарян

О взаимной связи геометрических и физических параметров колеблющихся жестких фундаментов и их упругих оснований с сейсмическими параметрами

(Представлено 15/VI 1994)

Рассматривается задача о несимметричных установившихся колебаниях жесткого круглого в плане фундамента, сцепленного с упругим однородным основанием—полупространством.

На одной математической модели показывается способ определения амплитуд колебаний жестких фундаментов, колеблющихся под действием сейсмических влияний, с учетом сцепления фундамента с его упругим основанием.

Математическая модель задается в цилиндрической системе координат условиями

$$\left. \begin{aligned} u_z|_{z=0} - \varepsilon &= (z_0 + x_0 r \cos \varphi) e^{i\omega t}; \\ u_r|_{z=0} &= \gamma_0 \cos \varphi e^{i\omega t}, \quad u_\varphi|_{z=0} = -\gamma_0 \sin \varphi e^{i\omega t} \end{aligned} \right\} (r < R)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z(r, \varphi, 0, t) &= -\frac{T e^{i\omega t} \delta(r - r_0) \delta(\varphi)}{r_0} \\ \tau_{rz}(r, \varphi, 0, t) &= \tau_{z\varphi}(r, \varphi, 0, t) = 0 \end{aligned} \right\} (r, r_0 > R), \quad (1)$$

где использовались следующие обозначения: $\varepsilon = \frac{P(1-2\nu)}{4GR \ln(3-4\nu)}$ — осад-

ка центральной точки жесткого круглого в плане фундамента по В. И. Моссаковскому [1, 2], P — собственный вес фундамента, $\delta(s)$ — функция Дирака, z_0 , γ_0 и x_0 — амплитуды, соответственно, вертикальных, горизонтальных и угловых колебаний фундамента, обусловленных действием гармонической силы $T e^{i\omega t}$, приложенной на поверхности упругого однородного полупространства — основания фундамента, на конечном расстоянии r_0 от него.

Амплитуды колебаний полагаются неизвестными и подлежат определению в дальнейшем с использованием условий динамического равновесия жесткого фундамента.

При решении задачи перемещения и напряжения представляются в виде тригонометрических рядов по координате φ в интервале $(0, \pi)$.

Для напряжений используются следующие ряды:

$$\begin{aligned} \sigma_z(r, \varphi, z, t) &= \sigma_z^{(0)}(r, z, t) + \sum_{k=1}^{\infty} \sigma_z^{(k)}(r, z, t) \cos(k\varphi); \\ \tau_{rz}(r, \varphi, z, t) &= \tau_{rz}^{(0)}(r, z, t) + \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{rz}^{(k)}(r, z, t) \cos(k\varphi); \\ \tau_{z\varphi}(r, \varphi, z, t) &= \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{z\varphi}^{(k)}(r, z, t) \sin(k\varphi). \end{aligned} \quad (2)$$

и условия динамического равновесия жесткого фундамента приводятся к виду

$$\begin{aligned} \int_0^R r \sigma_z^{(0)}(r, \omega) dr &= - \frac{P \omega^2 z_m}{2\pi G g}; \\ \int_0^R r |\tau_{rz}^{(0)}(r, \omega) - \tau_{z\varphi}^{(0)}(r, \omega)| dr &= - \frac{P \omega^2 \gamma_m}{\pi G g}; \\ \int_0^R r^2 \sigma_z^{(1)}(r, \omega) dr &= \frac{M}{\pi G} - \frac{16PR^2 \omega^2 z_m}{9\pi^3 G g}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_z^{(s)}(r, \omega) = \frac{1}{G} \bar{\sigma}_z^{(s)}(r, 0, t) e^{-i\omega t}$ ($s=0,1$) нулевая и первая безразмерные гармоники возникшего под действием гармонической силы $T e^{i\omega t}$ дополнительного нормального напряжения под фундаментом; $\tau_{rz}^{(1)}(r, \omega)$, $\tau_{z\varphi}^{(1)}(r, \omega)$ — аналогичные гармоники касательных напряжений; M — амплитуда дополнительного гармонического момента вида $M e^{i\omega t}$, который может возникнуть на фундаменте, если на нем воздвигнуто упругое сооружение.

Учитывая представления перемещений и напряжений в виде рядов (2) в граничных условиях (1) модельной задачи, ее решение приведем к решению трех отдельных задач для нулевых, первых и остальных гармоник искомых величин, соответственно.

В настоящем сообщении не представляется возможным остановиться на подробностях решения задачи с разделенными граничными условиями. Отметим только, что эти задачи решаются при помощи скалярного и векторного потенциалов Φ и $\bar{\Psi}$ [3, 4]. Отметим также, что для определения амплитуды вертикальных колебаний фундамента достаточно решить граничную задачу только для нулевых гармоник. Для определения амплитуд горизонтальных и угловых колебаний необходимо решить граничную задачу только первых гармоник. Полное же представление о контактных напряжениях под фундаментом можно получить с учетом решений всех граничных задач для всех гармоник.

Для определения нулевых и первых гармоник контактных напряжений под фундаментом решением соответствующих граничных за-

дач эти решения, в конечном итоге, сводятся к системам интегральных уравнений следующих видов:

$$\begin{aligned} \psi_i^{(0)}(t, \omega) = f_i^{(0)}(t, \omega) + \int_0^R K_{i1}^{(0)}(t, z, \omega) \psi_1^{(0)}(z, \omega) dz + \int_0^R K_{i2}^{(0)}(t, z, \omega) \psi_2^{(0)}(z, \omega) dz \\ (i=1, 2; 0 < t < R) \quad \psi_1^{(0)} = \sigma_z^{(0)}, \quad \psi_2^{(0)} = \tau_{rz}^{(0)}, \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \psi_i^{(1)}(t, \omega) = f_i^{(1)}(t, \omega) + \int_0^R K_{i1}^{(1)}(t, z, \omega) \psi_1^{(1)}(z, \omega) dz + \int_0^R K_{i2}^{(1)}(t, z, \omega) \psi_2^{(1)}(z, \omega) dz + \\ + \int_0^R K_{i3}^{(1)}(t, z, \omega) \psi_3^{(1)}(z, \omega) dz \quad (i=1, 2, 3; 0 < t < R) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\psi_1^{(1)} = \sigma_z^{(1)}, \quad \psi_2^{(1)} = \tau_{rz}^{(1)}, \quad \psi_3^{(1)} = \tau_{z\varphi}^{(1)},$$

Для определения же амплитуд колебаний жесткого фундамента, вызванных действием гармонической силы вида $T e^{i\omega t}$, с использованием условий динамического равновесия фундамента (3), получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\omega = \frac{4Gg}{4GgR - P(1-\nu)\omega^2} \left\{ \frac{T}{\pi G} \int_0^\infty L_1^{(0)}(\beta, \omega) \frac{J_0(\beta r_$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{4} \int_0^R z \tau_{rz}^{(1)}(z, \omega) dz \int_0^\infty L_2(\beta, \omega) |J_2(\beta z) + J_0(\beta z)| \frac{d}{d\beta} \left(\frac{\sin(\beta R)}{\beta} \right) d\beta \Bigg\}; \\
\gamma_\omega = & \frac{8Gg}{8GgR - P(2-\nu)\omega^2} \Bigg\{ - \frac{2T}{\pi GR} \int_0^\infty \frac{L_2(\beta, \omega) J_1(\beta, r_0)}{\beta^2} [1 - \cos(\beta R) - \beta R \sin(\beta R)] d\beta + \\
& + \frac{1}{R} \int_0^R z \tau_z^{(1)}(z, \omega) dz \int_0^\infty \frac{L_2(\beta, \omega) J_1(\beta z)}{\beta^2} [1 - \cos(\beta R) - \beta R \sin(\beta R)] d\beta + \\
& + \frac{1}{2} \int_0^R z \tau_{rz}^{(1)}(z, \omega) dz \Bigg[\frac{\pi(2-\nu)}{4} - \frac{1}{2-\nu} \int_0^\infty \left(\frac{\beta}{\mu_b} + L_1^{(b)}(\beta, \omega) \right) \left(\sin(\beta R) J_0(\beta z) - \right. \\
& \quad \left. - \sin(\beta R) J_2(\beta z) + \frac{2(1 - \cos(\beta R)) J_2(\beta z)}{\beta R} \right) \frac{d\beta}{\beta} - \\
& \quad - \frac{1}{2-\nu} \int_0^\infty \left(\frac{\beta}{\mu_b} - L_1^{(b)}(\beta, \omega) \right) \left(\sin(\beta R) J_2(\beta z) - \sin(\beta R) J_0(\beta z) + \right. \\
& \quad \left. + \frac{2(1 - \cos(\beta R)) J_0(\beta z)}{\beta R} \right) \frac{d\beta}{\beta} \Bigg] - \frac{1}{2} \int_0^R z \tau_{rz}^{(1)}(z, \omega) dz \Bigg[\frac{\pi(2-\nu)}{4} + \\
& \quad + \frac{1}{2-\nu} \int_0^\infty \left(\frac{\beta}{\mu_b} + L_1^{(b)}(\beta, \omega) \right) \left(\frac{2(1 - \cos(\beta R)) J_2(\beta z)}{R\beta} - \right. \\
& \quad \left. - \sin(\beta R) J_2(\beta z) - \sin(\beta R) J_0(\beta z) \frac{d\beta}{\beta} + \frac{1}{2-\nu} \int_0^\infty \left(\frac{\beta}{\mu_b} - L_1^{(b)}(\beta, \omega) \right) \left(\sin(\beta R) J_2(\beta z) + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \sin(\beta R) J_0(\beta z) - \frac{2(1 - \cos(\beta R)) J_0(\beta z)}{\beta R} \right) \frac{d\beta}{\beta} \right] \Bigg\}.
\end{aligned} \tag{8}$$

В полученных соотношениях использованы обозначения

$$\mu_s = \sqrt{\beta^2 - s^2 \omega^2}, \quad L_1^{(s)}(\beta, \omega) = \frac{3\mu_s b^2 \omega^2}{D(\beta, \omega)}, \quad (s = a, b), \quad \frac{a^2}{b^2} = \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}, \tag{9}$$

$$L_2(\beta, \omega) = \frac{\beta^2(2\beta^2 - b^2 \omega^2 - 2\mu_a \mu_b)}{D(\beta, \omega)}, \quad D(\beta, \omega) = 4\beta^2 \mu_a \mu_b - (2\beta^2 - b^2 \omega^2)^2.$$

Амплитуды колебаний фундамента, с учетом его сцепления, обусловленного силами трения, с упругим однородным основанием, можно вычислить по формулам (6) — (8), в которых величины амплитуд в явном виде представлены зависящими от геометрических и физических параметров фундамента и его упругого основания, от амплитуды и частоты действующей на фундамент гармонической нагрузки. рас-

стояния точки приложения этой нагрузки от фундамента. Амплитуды колебаний фундамента зависят также от нулевых и первых гармоник дополнительных контактных напряжений, возникших под фундаментом (т. е. амплитуды колебаний фундамента зависят от вида связи фундамента с его упругим основанием).

Формулы (6) — (8) использованы при получении удобных для численных расчетов систем интегральных уравнений (4) и (5) для определения численных значений нулевых и первых гармоник дополнительных контактных напряжений, возникающих под фундаментом от действия нагрузки $T e^{i\omega t}$.

Однако, если численные значения для нулевых и первых гармоник дополнительных контактных напряжений уже получены, тогда численные значения для амплитуд колебаний фундамента можно получить непосредственно из условий динамического равновесия фундамента (3).

Институт механики НАН Армении

Հայաստանի ԳԱԱ Բյուրակից անդամ Բ. Լ. ԱՔՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ա. Վ. ՈԱՀԱԿՅԱՆ
Ա. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Տատանվող կոշտ ֆունդամենտների և նրանց առաձգական հիմքերի երկրաշափական և ֆիզիկական պարամետրերի և սեյսմիկ պարամետրերի միջև փոխադարձ կապի մասին

Գլանային կոորդինատային համակարգում վերցված մաթեմատիկական մի մոդելային խնդրի ուսումնասիրության օգնությամբ, որտեղ դիտարկվում են

УДК 621. 382

ФИЗИКА

Член-корреспондент НАН Армении В. М. Арутюнян

Двойная инжекция в структуру с пористым кремнием

(Представлено 6 VI 1994)

Явление люминесценции из пористого кремния в видимой части спектра продолжает привлекать пристальное внимание исследователей в связи с возможностями применения такой структуры в интегральной оптоэлектронике и измерительной технике (см., например [1—5]). Накоплен значительный экспериментальный материал, однако однозначная интерпретация накопленных данных отсутствует, различные подходы к их интерпретации подвергаются критике, отсутствуют теоретические работы с необходимыми корректными расчетами. Дальше предложения различных моделей, диаграмм и общих рассуждений дело пока не движется.

В настоящей работе предложена зонная диаграмма пористого кремния и проведены расчет

Размеры нанокристаллитов различны, возможное распределение их хаотично или гауссово. Единственное, на что можно надеяться и к чему, как покажут расчеты, надо стремиться, чтобы получить интенсивное свечение из рассматриваемой структуры,—это плавное уменьшение размеров L зерен пористого кремния (нанокристаллитов) при отделении от монокристаллической кремниевой подложки. Пористость для наблюдения люминесценции не должна быть чрезмерной (не превышать 65—70%), иначе система будет состоять из изолированных кристаллитов, куда электрическая инжекция носителей заряда будет затруднена. В системе будет наблюдаться только фотолюминесценция из изолированных кристаллитов.

Итак, предполагаем, что размеры зерен уменьшаются при удалении от монокристаллической подложки и при продолжительном окислении пористого кремния. Об этом свидетельствует наблюдавшееся на опыте постепенное гашение фотолюминесценции пористого кремния в коротковолновой части спектра из-за «вывода из игры» высокоэнергетических компонент спектра (голубой области) в результате, например, снятия приповерхностного слоя пористого кремния путем его травления, легирования, давления на пористый кремний, электрического гашения фотолюминесценции и т. д. [1—5, 15—21]. Вместе с тем вряд ли обоснованно представлять пористый кремний в качестве квантовой нити, где движение электронов и дырок ограничено по двум направлениям и свободно в третьем. Нет и ситуации, характерной для классической системы с одной квантовой ямой, окруженной «толстым» в оптическом смысле широкозонным полупроводником, где излучение поглощается, а неравновесные носители, в основном, захватываются в яме, здесь же релаксируют и рекомбинируют с испусканием фотона. Характерные для явления резонансного туннелирования электронов и дырок через систему барьеров всплески тока и участки отрицательного дифференциального сопротивления на вольт-амперной характеристике ПК пока не наблюдались, что также является свидетельством прозрачности возможных барьеров между зернами ПК. Идеализированная модель ПК с уменьшающимся к его поверхности размером зерен предложена нами на рис. 1,а; каждый последующий рисунок (1,б и 1,

лических контактов (барьеров Шоттки) с учетом соответствующих изгибов зон.

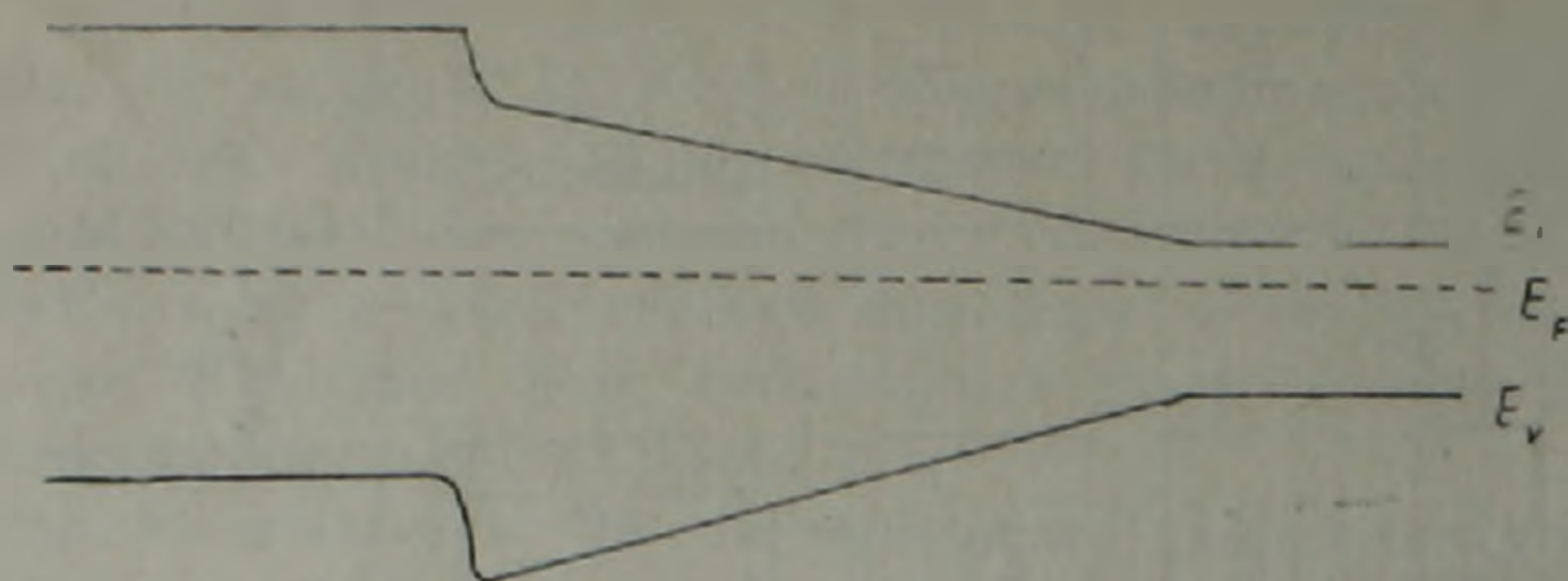


Рис. 2 Схематическое изображение кристаллической пористой кремниевой структуры с двойной инжекцией.

Теория двойной инжекции в структурах с варизонной базой развита, в частности, в наших работах [36]. Воспользуемся результатами этого анализа. Уравнение для распределения дырок тогда запишется в виде

$$\frac{2p + Ng}{p + mNg} \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{(2m-1)Ng}{(p + mNg)^2} \left[\frac{dp}{dx} \right] + \frac{dp}{dx} \left[\frac{e(v-c)}{kT} \left[1 - \frac{m(m-1)Ng^2}{(p + mNg)^2} \right] - mNg \frac{j}{kTu_n(p + mNg)^2} \right] = \frac{p - p_T}{L_p^2}, \quad (1)$$

где

$$v, c = -\frac{\Delta E_{v,c}}{e}, \quad m = \frac{u_n}{u_n + u_p} = \frac{b}{b+1}, \quad L_p^2 = \frac{u_n D_p \tau_p}{u_n + u_p}, \quad b = \frac{u_n}{u_p}, \quad (2)$$

n_{im} — собственная концентрация в точке, соответствующей E_{cmin} (по существу, n_{im} в рассматриваемом здесь случае соответствует собственной концентрации моно- или поликристаллической кремниевой «подложки»). Здесь

$$\lambda = \frac{e}{2kT} \left(\frac{j}{eu_n N_g} - v + c \right), \quad \lambda_0 = \frac{e}{kT} (c - v), \quad \omega = \sqrt{\lambda^2 + L_p^{-2}}. \quad (7)$$

Особенности токопрохождения в такой варизонной структуре, силы, действующие на электронно-дырочную плазму в варизонной базе, выражения для эффективных диффузионно-дрейфовых длин электронов и дырок, их распределения по длине базы подробно обсуждены в работе [36]. Проведенные в настоящей работе расчеты интенсивности рекомбинационного излучения при мономолекулярной рекомбинации Φ_m

$$\Phi_m = \int_0^d \frac{P - P_T}{\tau_r} dx \quad (8)$$

для случая модели, на наш взгляд, соответствующей двойной инжекции в пористый кремний, обсуждены ниже. Здесь τ_r — время излучательной рекомбинации через соответствующие центры. Нетрудно убедиться, что, воспользовавшись (8), (3), получим

$$e\Phi_m = j \left[1 + s \left\{ 1 - \frac{\tau_p}{\tau_r} [1 - \exp(-\lambda_0 d)] \right\} \right] - \frac{s\tau_p \lambda_0}{b^2 e N_g} j^2 + \frac{s e b N_g}{\tau_p \lambda_0} [1 - (1 + \lambda_0 d) \exp(-\lambda_0 d)], \quad (9)$$

где введено обозначение

и валентной зоны микрокристаллов возможны различные темпы роста интенсивности излучения с изменением размеров зерен, составляющих обсужденную структуру, при этом наилучшие результаты следует ожидать при $\nabla E_v - \nabla E_c > 0$. Это неравенство выполнимо, что показано в [39, 40]. методами фотоэмиссии, рентгеновского поглощения и путем теоретического анализа, — сдвиг валентной зоны в пористом кремнии относительно зоны в монокристаллическом кремнии больше соответствующего сдвига зоны проводимости.

Еще более резкую зависимость интенсивности люминесценции от тока через структуру следует ожидать при обеспечении в ней условий для осуществления межзонной излучательной рекомбинации инжектированных носителей заряда, когда соответствующая этому случаю формула имеет вид

$$\Phi_{el} = \int_0^d \beta(np - n_i^2) dx \quad (13)$$

вместо (8).

Таким образом, предложенная в настоящей работе модель и соответствующие расчеты интенсивности люминесценции при двойной инжекции электронов и дырок в пористый кремний открывают возможности объяснения ряда явлений, имеющих место в этом чрезвычайно интересном и перспективном для интегральной оптоэлектроники и сенсорной техники материале.

Ереванский государственный университет

Հայաստանի ԴԱԱ թղթակից անդամ Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Երկտակ ներառկում ծակոտկեն սիլիցիումով կառուցվածքի մեջ

3. F. Muller e. a., J. Luminescence, v. 57, p. 283—292 (1993).
4. G. Bomchil e. a., Appl. Surf. Sci., v. 65/66, p. 394—407 (1993).
5. В. М. Арутюнян, ДИАП РА, т. 95, № 3, с. 151—155 (1995).
6. R. E. Hummel e. a., Appl. Phys. Lett., v. 63, № 20, p. 2171—2173 (1993).
7. A. Halimaoui e. a., ibid., v. 59, № 3, p. 304—307 (1991).
8. Xun Wang e. a., ibid., v. 63, № 17, p. 2363—2365 (1993); J. C. Vial e. a., Physica, B.185, p. 593—602 (1993).
9. L. Brus Appl. Phys. A53, p. 465—474 (1991).
10. В. М. Арутюнян, УФН, т. 158, № 26, с. 255—291 (1989).
11. H. Weller Ber. Bunseges. Phys. Chem., v. 95, № 11, p. 1361—1365 (1991).
12. В. М. Арутюнян, в кн.: Фотокаталитическое преобразование солнечной энергии, Новосибирск, Наука, с. 228—294 (1991).
13. R. Herino e. a., Phys. Scripta T45, 300—304 (1992).
14. J. C. Vial e. a., Phys. Rev., B. 45, 24, 14171—14176 (1992).
15. S. Shih e. a., Appl. Phys. Lett., v. 62, № 16, p. 1904—1906 (1993).
16. D. Andsager e. a., Appl. Phys. Lett., v. 64, № 9, p. 1141—1143 (1994).
17. A. Naudon e. a., J. Appl. Phys., v. 75, № 2, p. 780—784 (1994).
18. J. M. Ryan e. a., Appl. Phys. Lett., v. 63, № 16, p. 2260—2262 (1993).
19. A. Bsiesy e. a., J. Luminescence, v. 57, p. 29—32 (1993).
20. N. Koshida e. a., Appl. Phys. Lett., v. 60, № 32, p. 347—349 (1992); ibid., v. 63, № 19, p. 2655—2657 (1993).
21. H. Koyama e. a., ibid., v. 62, № 24, p. 3177—3179 (1993).
22. L. T. Canham e. a., ibid., v. 61, № 21, p. 2563—2565 (1992).
23. P. N. Bressers e. a., ibid., v. 61, № 1, p. 108—110 (1992).
24. J. N. Chazalviel, F. Ozanam, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., v. 283, p. 359—364 (1993).
25. Ph. Dumas e. a., Europhys. Lett., v. 23, № 3, p. 197—202 (1993).
26. F. Namavar e. a., Appl. Phys. Lett., v. 60, № 18, p. 2514—2516 (1992).
27. T. Futagi e. a., ibid., v. 63, № 9, p. 1209—1211 (1993).
28. P. Dubleday e. a., ibid., v. 62, № 14, p. 1694—1696 (1993).
29. N. Kalkhoran e. a., ibid., v. 63, № 19, p. 2661—2663 (1993).
30. J. Wang e. a., Appl. Phys. Lett., v. 64, № 4, p. 1070—1073 (1994).
31. A. Bsiesy e. a., Phys. Rev. Lett., v. 71, № 4, p. 637—640 (1993).
32. H. Shi e. a., Appl. Phys. Lett., v. 63, № 6, p. 770—772 (1993).
33. H. P. Maruska e. a., ibid., v. 61, № 11, p. 1338—1340 (1992).
34. Z. Chen e. a., ibid., v. 62, № 7, p. 708—710 (1993).
35. V. M. Aroutiounian, Sensors and Actuators, B, 13—14, p. 632—634 (1993).
36. V. M. Aroutiounian, A. T. Darbasyan, Sov. Phys. Semicond., v. 16, № 11, p. 1251—1253 (1982); ibid., v. 20, № 5, p. 544—546 (1986); Infrared Phys., v. 29, № 2—4, p. 689—692 (1989).
37. L. Pavesi e. a., J. Appl. Phys., v. 75, № 2, p. 1118—1126 (1994).
38. L. Pavesi e. a., SPIE Proc., 1985, p. 632—643 (1993).
39. T. van Buuren e. a., Appl. Phys. Lett., v. 63, № 21, p. 2911—2913 (1993).
40. M. Voos e. a., ibid., v. 61, № 10, p. 1213—1215 (1992).

УДК 534.832:275.055

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю. А. Гаспарян

Новый метод измерения импеданса резонансных низкочастотных конструкций

(Представлено чл.-корр. НАН Армении Б. К. Карапетяном 5 XII 1995)

При теоретических и экспериментальных исследованиях резонансных низкочастотных звукопоглощающих конструкций возникает необходимость увеличения точности акустических измерений в диапазоне низких частот [1]. Поэтому для устранения недостатков стандартной методики измерений предложены новые способы измерения импеданса и коэффициента звукопоглощения (КЗП) в акустическом интерферометре. Разработанный метод позволяет расширить низкочастотный диапазон измерения, более того, применение специального устройства дает возможность подключить ЭВМ непосредственно к измерительному акустическому тракту и, таким образом, полностью автоматизировать процесс измерений [2, 3].

с. f , то производную величины (3) можно определять как по x_1 , так и по $K(f)$

$$N_1 = P'(k) = \frac{\Delta P}{\Delta k} = \frac{P_1 - P_2}{k_1 - k_2}; \quad N_x = P'(x) = \frac{\Delta P}{\Delta x} = \frac{P_1 - P_2}{x_1 - x_2} \quad (4)$$

Следовательно, изменение звукового давления можно получить и при изменении частоты на 1 Гц или координаты на 1 см, т. е. на любой заданный диапазон. Дифференцируя по k уравнение (3), получим

$$\begin{aligned} P(k, x_1) P'(k, x_1) &= -B_1^2 x_1 \sin 2(kx_1 + \Psi_2) | \\ P(k, x_2) P'(k, x_2) &= -B_1^2 x_2 \sin 2(kx_2 + \Psi_2) | \end{aligned} \quad (5)$$

Определение Ψ_2 по изменению давления с частотой производится в следующей последовательности:

$$\begin{aligned} P^2(k, x) &= B_1^2 [\operatorname{ch} \Psi_1 + \cos 2(kx + \Psi_2)], \\ P(kx) \frac{\partial P(kx)}{\partial k} &= -x \sin 2(kx + \Psi_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, для микрофонных позиций x_1 и x_2 имеем:

$$\begin{aligned} P(kx_1) \frac{\partial P(kx_1)}{\partial k} &= -B_1^2 x_1 \sin 2(kx_1 + \Psi_2), \\ P(kx_2) \frac{\partial P(kx_2)}{\partial k} &= -B_1^2 x_2 \sin 2(kx_2 +$$

значения (9), т. е. изменение звукового давления можно получить при изменении частоты на один герц (при измерении от 1—5 Гц) и координаты на один сантиметр при движении каретки с микрофоном-зондом акустического интерферометра.

Известно, что изменение величины звукового давления регистрируется mV , V , $дБ$, измерение производилось с помощью аппаратуры «Брюль и Кьер» и RFT. При измерении в милливольтках и вольтах числовые коэффициенты выражений (9) и (10) определяются:

$$A = \frac{x_2}{x_1} \cdot \frac{P_1(kx_1)}{P_2(kx_2)} \cdot \frac{P_1(kx_1) - P_2(k + \Delta k, x_1)}{P_1(kx_2) - P_2(k + \Delta k, x_2)} \cdot \frac{\Delta f_2}{\Delta f_1} \quad (11)$$

При измерении $P(kx)$ в децибеллах имеем:

$$\frac{P(kx_1)}{P(kx_2)} = \frac{10^{0,05P_1}}{10^{0,05P_2}} = 10^{0,05(P_1 - P_2)}; B = \frac{\cos^2 kx_1}{\cos^2 kx_2} \quad (12)$$

Тогда производная при одинаковом изменении частоты, т. е. $\Delta f_1 = \Delta f_2$ равна

$$\frac{\partial P(kx_1)/\partial k}{\partial P(kx_2)/\partial k} = \frac{\Delta P(x_1)}{\Delta P(x_2)} = 10^{0,05(P_{x_1} - P_{x_2})} \quad (13)$$

$$\text{Здесь } \Delta P(x_1) = 10^{0,05P_{x$$

КЗП может быть определен и по P_{max} . Настройка на P_{max} аналитически производится следующим способом.

$$P_{max}^2 = B^2 [\operatorname{ch} 2\psi_1 + \cos 2(kx_2 - \psi_2)] = B^2 (\operatorname{ch} 2\psi_1 + \cos 2k\Delta x); \quad (19)$$

$$P_{max}^2 = B^2 (\operatorname{ch} 2\psi_1 + 1); \quad 2(kx_2 - \psi_2) = 0; \quad 2\pi; \quad (20)$$

$$N = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^2 = \frac{\operatorname{ch} 2\psi_1 + 1}{\operatorname{ch} 2\psi_1 + \cos 2k\Delta x}; \quad \operatorname{ch} 2\psi_1 = \frac{1 - N^2 \cos 2k\Delta x}{N^2 - 1}. \quad (21)$$

Согласно теории Ф. Морза и Ингарда звуковое давление и скорость звука равны:

$$|P| = A (\operatorname{ch}^2 \pi x - \cos^2 \pi \beta)^{0.5}; \quad P_{max} = A \operatorname{ch} \pi x;$$

$$|U| = \frac{A}{\rho c} (\operatorname{ch}^2 \pi x - \sin^2 \pi \beta)^{0.5}; \quad \gamma = x + jk;$$

$$\operatorname{ch}^2 \pi x - \cos^2 \pi \beta = \left(\frac{P_x}{P_{max}} \operatorname{ch} \pi x \right)^2; \quad P_x = \frac{P_{max}}{\operatorname{ch} \pi x} \cdot (\operatorname{ch}^2 \pi x - \cos^2 \pi \beta)^{0.5} \quad (22)$$

Ցածր հաճախության ռեզոնանսային կոնստրուկցիաների
իմպեդանսի չափման նոր մեթոդներ

Աշխատանքում բերված են ցածր հաճախության ռեզոնանսային կա-
ռուցվածքների (ՑՀՄԿ) իմպեդանսի և ձայնակլանման գործակցի (ԶԳ) չափ-
ման նոր մեթոդները: Առաջարկված են ՑՀՄԿ ակուստիկական բնութագրերի
չափման մի շարք մեթոդներ և միջոցներ, որոնք թույլ են տալիս իրակա-
նացնել հաշվարկման ինժեներային մեթոդները: Տեղադրելով . Դ. Ի. Դե-
մոսյունները ստացված (25) բանաձևում կարելի է լուծել ՑՀՄԿ ֆիզիկա-
տեխնիկական պարամետրերի հաշվարկման ոչ միայն ուղիղ, այլև նաև հա-
կադարձ խնդիրը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. С. 1613874, С ОИИ 15 00, Россия, 1682908 Способ измерения характеристик звукопоглощающих конструкций

в идентификации конкретных административно-территориальных единиц по их уязвимости в моно- или многофакторных системах возможных природных опасностей и их последствий в пространственно-временном понимании прогнозирования диапазона и масштабности событий, а также вариабельности оценки.

Таким образом, разработка подходов к оценке риска разрушительных последствий природных опасностей и, как следствие, катастроф должна базироваться на следующих основных принципах: 1) разрушительные последствия природных катастроф функционально связаны и отражают многофакторный комплекс человеческой деятельности в конкретных условиях; 2) критерии оценки риска разрушительных последствий рассматриваемых событий должны иметь пространственно-временной характер.

Проведение рискологического анализа должно быть переориентировано с понимания географических границ ареала моно- и многофакторных событий на базу их административно-территориального понимания и, как следствие, картирования; при этом проводимое на этой базе определение степени риска природных опасностей следует рассматривать как механизм обеспечения первоочередных критериев разработки сценария реагирования.

Центр эколого-ноосферных
исследований НАН Армении

Ա. Կ. ՍԱՂԱԹԻՆՅԱՆ, Մ. Ա. ԿՈՒԿՈՒՆՅԱՆ, Լ. Ա. ԶԱԿՈՐՅԱՆ

Մոտեցումներ բնական աղետների ավերիչ հետևանքների ոխկի գնահատմանը

Բնական աղետները որպես էքստրեմալ պրոցեսներ նպաստում են ինքնականոնավորվող և ինքնակարգավորվող էկ

ԼԻՏԵՐԱՏՄՐԱ—ՊՐԻՆԿԻՍԻՍՈՒՆ

1. A. C. Waltham, Catastrophe. Macmillan, London, 1978.
2. Дж. А. Эйби, Землетрясения, М. Недра, 1982.
3. B. A. Bolt, Causes of Earthquakes, Prentice-Hall, New Jersey, 1970.
4. J. Brander, Turkey's Earthquake, New Scientist, 72, 1976.
5. C. M. Clapperton, P. Hamilton, Geographical Magazine, v. 43 (1971).
6. E. B. Eckel, U. S. Geol. Surv. Prof., 1970.
7. G. A. Elby, Earthquakes, F. Muller, London, 1967.
8. W. R. Hansen, Some Engineering Geologic Effects of the 1964 Alaska Earthquake
Calembert L (ed.), Soc. Geol. de Belgique, 1974.
9. Preliminary Reprt on Seismological and Engineering Aspects of the January 17, 1994
Northridge Earthquake. Earthquake Engineering Research Center. Report No UCB
EERC-94, 01, 1994.
10. Geology and Environment, v. III, UNESCO, UNEP. Project FP 6107-86-01, 1992.

УДК 577.125.8+612.1+616.127.005.8

БИОХИМИЯ

Член-корреспондент НАН Армении К. Г. Карагезян, А. В. Мелкумян,
Д. Н. Геворкян, С. С. Овакимян, А. Ю. Погосян, Л. Л. Данилова, В. В. Ордян,
Г. А. Геворкян, М. К. Карагезян, М. М. Эдилян

Роль гипоксического синдрома в механизме формирования
функциональных нарушений резистентности эритроцитов к
перекисному гемолизу

(Представлено 17/V 1994)

Одним из наиболее информативных показателей нарушения антирадикальной сопротивляемости организма при его гипоксических состояниях различного происхождения является понижение степени резистентности эритроцитов к перекисному гемолизу [1, 2].

В настоящем сообщении

26. C. Lesi, G. V. Merli D'Eril, M. S. Scotta e. a., *Int. J. Pancreatol.*, v. 3, № 2—3, p. 201—208 (1988).
27. J. H. Robert, A. E. Toledano, G. Huang e. a., *Mt Sinai J. Med.*, v. 55, № 5, p. 365—368 (1988).
28. I. Schulz, K. Ullrich, E. Frömter e. a., *Pfl. Arch. ges. Physiol.*, № 284, p. 360—363 (1965).
29. J. Mangos e. a., *Science*, v. 158, (1967).
30. Актуальные проблемы муковисцидоза (под ред. М. Я. Студенникина и В. Чупина). Медицина, М., 1977).
31. Е. М. Крепс, Фосфолипиды клеточных мембран нервной системы в развитии животного мира. XXII Баховские чтения, Наука, Л., 1967.
32. Е. М. Крепс, Липиды клеточных мембран, Наука, Л., 1981.

Таблица 3

Развитие азотобактера на агаризованной среде Эшби в отмытых корнях

Почва, район, образец		Растение	Количество азотобактера, % спустя, суток				
			1	2	3	4	5
Бурая Эчмиадзинский	1	Пшеница	100	100	100	100	100
	2	—	90	90	90	90	90
	3	—	100	100	100	100	100
	4	—	100	90	100	100	86
Бурая, Октемберянский	1	—	100	80	80	80	80
	2	—	100	100	90	60	92
	3	—	100	100	700	100	100
Бурая, Эчмиадзинский	1	ДТР	2	0	0	0	0

հանդես է եկել բույսի և բակտերիայի ասոցիացիայի ձևով: Ցորենի ուղղությանը հարուստ է ազոտորակտերով, շնայած ցորենի նույն դաշտում զարգացող վայրի տարբեր խոտաբույսերի արմատային համակարգում նման երևույթ չի հայտնաբերվել:

Ցորենի ուղղությանում զարգացող ազոտաբակտերը իր մորֆո-ֆիզիոլոգիական ու բիոքիմիական առանձնահատկություններով համեմատաբար մոտ է *Azotobacter chroococcum* տեսակին և որ կարևորն է օժտված է ազոտի ֆիքսման մեծ ակտիվությամբ:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Н. О. Красильников, Микроорганизмы почвы и высшие растения, Изд. АН СССР, М., 1958.
2. Е. Н. Мишустин, В. К. Шильникова, Биологическая фиксация атмосферного азота, М., 1968.
3. Г. Я. Петренко, в кн.: Микроорганизмы и эффективное плодородие почвы. вып II, с. 111—129 (1961).
4. Г. Я. Петренко, в кн.: IX Междунар. микробиол. конгресс. Тезисы докл., М., с. 301, 1966.
5. J. Dobereiner, in: Isotop. Biol. Dinitrogen Fixat. Proc., Vienna, p. 51—69 1978.
6. М. М

УДК 595.12.599.4

ГЕЛЬМИНТОЛОГИЯ

Э. Б. Бадави

Новые виды трематод рода *Parabascus* Looss, 1907
(*Pleurogenidae*, Looss, 1899) от летучих мышей Армении

(Представлено академиком НАН Армении С. О. Мовсисяном 9 IX 1994)

Впервые в Армении выявлены три вида трематод, относящихся к роду *Parabascus* Looss, 1907, от некоторых летучих мышей семейства *Vespertilionidae*. Из них 2 вида—*Parabascus leptodus armenicus* nov. sub. sp. и *P. movsessianii* nov. sp. являются новыми для науки, а *P. semi-squamosus* (Braun, 1900) впервые зарегистрирован в этом регионе.

1. О. Ф. Андрейко, В. Г. Скворцов. Материалы науч. конф. ВОГ. М., ч. 5, с. 28—38 (1967).
2. Ю. В. Курочкин, З. А. Курочкина, Гельминтол. сб. (Тр. Астраханского заповедника), вып. 6, с. 127—134 (1962).
3. Ю. Ф. Морозов, Вестн. АН БССР, Сер. биол. наук, Минск, № 2, с. 92—98 (1961).
4. В. Г. Скворцов, Паразиты животных и растений, Кишинев, АН МолдССР, вып. 5, с. 17—36 (1970).
5. В. В. Ткач, В. П. Шарпило, О. И. Лисицина, Вестн. зоол., № 6, с. 6—10, 1985.
6. И. А. Хотеновский, Паразитология, т. 6, № 1, с. 79—82 (1972).
7. И. А. Хотеновский, Паразитология, сб., т. 33, с. 125—133 (1985).
8. З. М. Шахтактинская, Ю. С. Мустафеев, Д. И. Саидов, Уч. зап. Азерб. гос. ун-та. Сер. биол. наук, № 2, с. 25—30 (1971).
9. D. Dancau, I. Capuse, Lucr. Inst. speol., p. 81—89, 1966.
10. G. Dubois, Ibid., v. 67, p. 1—80 (1960).
11. J. A. Hurkova, Vestn. Gs. Spolec. Zool., v. 25, № 4, p. 277—288 (1961).
12. J. A. Hurkova, Ibid., v. 27, № 4, p. 250—276 (1963).
13. J. A. Hurkova, Ibid., v. 28, № 3, p. 214—216 (1964).
14. A. Looss, Zbl. Bacter

