

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ ДОКЛАДЫ

Том 99 № 1

1999

Խմբագրական խորհուրդ

ԳԱՍՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխ. գիտ. թեկնածու (պատ. քարտուղար) ԷԳԱՖՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ԳԵԲԱՂԱՍՍՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ԷՍԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ՎՎԴՈՎԼԱՏՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), ԱԱԹԱԼԱԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ՎՀՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ԿԳՂԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ՅՈՒՀՇՈՒԲՈՒՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ՖՏՍԱՐԳՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, ՂՍՍԵՂՐԱԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), ՎԲՖԱՆԱՐԺՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս

Редакционная коллегия

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

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

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

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

Վ.Ո.Մովսիսյան, Մ.Ա.Ջաղոյան – Ամրապնդվող կոնական խողովակի ջերմալար-
վածային վիճակը. 7

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

ԱՌԱՋԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Յա.Բարձուկաս, Ա.Ի.Ջոբին, **Բ.Ա.Կուդրյավցև** – Կոնտորովիչ-Լեբեդևի տի-
պի ընդհանրացված ինտեգրալ ձևափոխության և առաձգականության տեսության ու
ջերմահաղորդականության եզրային խնդիրների լուծման ժամանակ նրա կիրառու-
թյան մասին 17

Պ.Վ.Գալպանյան – Տարբեր նյութերից կազմված գլանի հակահարթ դեֆորմացի-
այի եզրային խնդիրներ 22

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

Ա.Մ.Սարգսյան – Կապակցված էլեկտրաառաձգական դաշտի վարժը ընդհանրաց-
ված հարթ լարվածային վիճակում գտնվող պիեզաէլեկտրիկ սեպի անկյունային կետի
շրջակայքում 34

Ս.Գ.Սահակյան, Ի.Հ.Վարդանյան – Սահի մակերևութային ալիքները որոշ ուղ-
ղաձիգ-անհամասեռ առաձգական միջավայրերում 40

ԷԼԵԿՏՐԱԱՌԱՋԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Հ.Բաբլոյան, Ս.Ա.Մելիումյան – Էլեկտրաառաձգականության տեսության խա-
ռը եզրային խնդիր պիեզակերամիկական անվերջ սեպի համար. 45

ԱՎՏՈՄԱՏԻԿԱ

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

ՉԱՓՈՂԱԿԱՆ ՏԵԽՆԻԿԱ

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

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱ

Գ.Լ.Արեշյան – Սինխրոն գեներատորի լարումների ցատկման և անկման քանաձե-
կը 64

ՀԻԴՐԱՎԼԻԿԱ

Ը.Մ.Գրիգորյան, Վ.Գ.Սանոյան, Հ.Վ.Թոքմաջյան, Ս.Մ.Գասպարյան – Խիտ մի-
ջավայրի մեջ հեղուկի ներարկման տեսության վերաբերյալ 69

ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

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

ՄԻՋԱՏԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

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

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Է.Ա.Հովհաննիսյան, Ա.Բ.Մելիք-Մուսյան – Ներքին ծիթապտղի նյարդաթունային
ֆայֆայման ազդեցությունը առնետների շարժողական ուսուց

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

Р.А.Багиян — К вопросу обращения одного интегрального преобразования . 3

МЕХАНИКА

В.О.Мовсисян, М.А.Задоян — Термонапряженное состояние упрочняющейся конической трубы 7

М.М.Минасян — Модель твердого тела с внутренней энергией, зависящей от скорости деформаций 11

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

Д.Я.Бардзокас, А.И.Зобнин, Б.А.Кудрявцев — Об обобщенном интегральном преобразовании Конторовича-Лебедева и его применении при решении граничных задач теории упругости и теплопроводности 17

П.В.Галпчян — Граничные задачи антиплоской деформации для цилиндра, составленного из различных материалов 22

А.Б.Товмасян — Решение внутренней термоупругой задачи трехслойной полосы, когда контакт между слоями неполный 28

А.М.Саргсян — Поведение связанного электроупругого поля в окрестности угловой точки пьезоэлектрического клина при обобщенном плоском напряженном состоянии 34

С.Г.Саакян, И.А.Варданян — Сдвиговые поверхностные волны в некоторых вертикально-неоднородных упругих средах 40

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОУПРУГОСТИ

А.А.Бабтоян, С.А.Мелкумян — Смешанная задача электроупругости для пьезокерамического клина с электродами 45

АВТОМАТИКА

Э.В.Казарян, М.К.Багдасарян — Стохастические модели для оценки надежности дискретных систем 52

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Б.М.Мамиконян — Особенности построения узкопредельных измерителей температуры с использованием термопреобразователей сопротивления 56

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г.Л.Арешян — Формулы подскоков и провалов напряжений синхронного генератора 64

ГИДРАВЛИКА

Ш.М.Григорян, В.Г.Саноян, О.В.Токмаджян, С.М.Гаспарян — К теории инъекции жидкости в плотную среду 69

БИОЛОГИЯ

Г.Г.Арцруни, Л.А.Авакян — Ультраструктура гепатоцитов крыс после воздействия внешнего электростатического поля 74

ЭНТОМОЛОГИЯ

М.Ю.Калашян — Два новых вида насекомых-жесткокрылых (Insecta, Coleoptera) из Армении 80

ФИЗИОЛОГИЯ

Э.А.Оганесян, А.Б.Мелик-Мусян — Влияние нейротоксического разрушения нижней оливы на моторное обучение у крыс 85

В.В.Фанарджян, Е.В.Папоян, О.В.Геворкян, В.И.Погосян — К механизму переключения нисходящих супраспинальных влияний 90

CONTENTS

MATHEMATICS

- R.A. Bagian* – To inversions question for one integral transform 3

УДК 517.51

Р. А. Багиян

К вопросу обращения одного интегрального преобразования

(Представлено академиком НАН Армении В.С.Закарян 21/X 1998)

1. В данной работе исследуется вопрос обращения интегрального преобразования

$$g(x) = \int_0^{+\infty} \frac{1}{t} k\left(\frac{x}{t}\right) f(t) dt, \quad x > 0, \quad f(t) \in L_2(0, +\infty). \quad (1)$$

Если ядро преобразования $k(x)$ двойственно по Меллину с $[E(s)]^{-1}$, где $E(s) \in E_0$ – известному классу целых функций Лагерра – Полиа (см. (1), с.51), то для почти всех $x > 0$ имеет место формула обращения

$$E(\theta)g(x) = f(x), \quad \theta \equiv -x \frac{d}{dx}.$$

Это классическая теорема Д.Уиддера (2). Заметим, что с помощью подходящей замены переменной из (1) получится известное преобразование типа свертки, которому посвящена книга (1).

В монографии (3) введен класс целых функций $\mathcal{P}$, обобщающий класс целых функций Лагерра – Полиа (см. (3), с.86). Функция $\Phi(s)$, определенная на прямой $\operatorname{Re} s = \frac{1}{2}$, принадлежит классу $\mathcal{P}$, если:

а) $\Phi(s)$ непрерывна и отлична от нуля на всей прямой $\operatorname{Re} s = \frac{1}{2}$;

б) существуют последовательность полиномов $\{P_n(s)\}_1^\infty$ и число $M > 0$ такие, что

$$|P_n(s)| \leq M |\Phi(s)|, \quad \operatorname{Re} s = \frac{1}{2}, \quad (n = 1, 2, \dots)$$

2. Целью данной работы является обобщение известного результата Уиддера об обращении преобразования (1) на случай функций из класса $\mathcal{P}$. Метод доказательства этой теоремы существенно отличается от метода Д. Уиддера, который не проходит в случае общих классов функций $\mathcal{P}$. Этот метод позволяет дать другое доказательство основных теорем из статей (4) и (5). Затем в качестве примера используется полученная обобщенная формула обращения к одному частному интегральному преобразованию, рассмотренному в статье автора (6).

Теорема. Пусть $\Phi(s) \in \mathcal{P}$, а функции $k(x)$ и $K(s) = [\Phi(s)]^{-1}$ двойственны по Меллину. Тогда интегральное преобразование (1) обращается формулой

$$\Phi(\theta)g(x) = f(x), \quad \left(\theta \equiv -x \frac{d}{dx} \right). \quad (2)$$

Доказательство. После замены переменной в интеграле (1) $t = xy$ получим

$$g(x) = \int_0^\infty \frac{1}{y} k\left(\frac{1}{y}\right) f(xy) dy. \quad (3)$$

Пусть $H(s)$, $F(s)$ и $G(s)$ — преобразования Меллина соответственно для функций $h(t) = \frac{1}{t} k\left(\frac{1}{t}\right)$, $f(t)$ и $g(t)$, принадлежащих классу $L_2(0, +\infty)$.

Известно, что в этом случае $H(s) = K(1-s)$ или $H(1-s) = K(s) = [\Phi(s)]^{-1}$ и на основании обобщенной формулы Парсеваля

$$g(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\frac{1}{2}-i\infty}^{\frac{1}{2}+i\infty} H(1-s) F(s) x^{-s} ds = \frac{1}{2\pi i} \int_{\frac{1}{2}-i\infty}^{\frac{1}{2}+i\infty} \frac{F(s)}{\Phi(s)} x^{-s} ds.$$

Следовательно, $G(s) = F(s)[\Phi(s)]^{-1}$. Так как $\Phi(s) \in \mathcal{P}$, то, применяя результат из монографии (3) (см. с. 90, лемма 2.4), получим, что функции $\Phi(\theta)g(x)$ и $\Phi(s)G(s)$ двойственны по Меллину, т.е.

$$\Phi(\theta)g(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\frac{1}{2}-i\infty}^{\frac{1}{2}+i\infty} \Phi(s)G(s) x^{-s} ds = \frac{1}{2\pi i} \int_{\frac{1}{2}-i\infty}^{\frac{1}{2}+i\infty} F(s) x^{-s} ds = f(x).$$

Формула обращения (2) установлена.

3. В качестве примера используем доказанную теорему в вопросе обращения интегрального преобразования

$$F(x) = \int_0^{+\infty} f(xt) \Phi_{\rho, \mu}(t) dt, \quad \left(1 < \rho < \infty, \mu \geq \frac{1}{\rho} \right),$$

где $\Phi_{\rho,\mu}(t)$ — подробно исследованная в статье (7) функция. Кроме того в статье (6) вычислено преобразование Меллина для этой функции, которое равно

$$H_{\rho,\mu}(s) = \frac{\Gamma(s)}{\Gamma\left(\mu + \frac{s-1}{\rho}\right)} \quad \left(1 < \rho < \infty, \mu \geq \frac{1}{\rho}\right).$$

Положим $\Phi_{\rho,\mu}(t) = \frac{1}{t} k\left(\frac{1}{t}\right)$ и заметим, что если $k(x)$ двойственно по Меллину с $K(s)$, то $H_{\rho,\mu}(s) = K(1-s)$.

В (6) установлено, что функция $[K(s)]^{-1} = [H_{\rho,\mu}(1-s)]^{-1} \in \mathcal{P}$ на прямой $\operatorname{Re} s = \frac{1}{2}$. Остается воспользоваться теоремой, взяв в качестве функции $\Phi(s)$ функцию $[H_{\rho,\mu}(1-s)]^{-1}$. По формуле (2) теоремы будем иметь

$$f(x) = \frac{1}{H_{\rho,\mu}(1-\theta)} \{F(x)\} = \frac{\Gamma\left(\mu - \frac{\theta}{\rho}\right)}{\Gamma(1-\theta)} \{F(x)\},$$

где $\theta \equiv -x \frac{d}{dx}$.

В заключение отметим, что в (6) эта формула получена иным способом, а именно, применением одной общей теоремы из монографии (3).

Государственный инженерный университет Армении

Ռ. Ա. ԲԱՂԻՅԱՆ

Այլ ինտեգրալ ձևափոխության շրջման վերաբերյալ

Հոդվածում դիտվում է հետևյալ ինտեգրալ ձևափոխությունը.

$$g(x) = \int_0^{+\infty} \frac{1}{t} k\left(\frac{x}{t}\right) f(t) dt, \quad f(t) \in L_2(0, +\infty):$$

Հայտնի է Ուիդդերի դասական թեորեմը՝ եթե $k(x)$ երկակի է ըստ Ուելիների $K(s) = [E(s)]^{-1}$ ֆունկցիայի հետ, որտեղ $E(s) \in E_0$ Լագեր-Պոլիայի դասին, ապա տեղի ունի հետևյալ շրջման բանաձևը.

$$E(\theta)g(x) = f(x), \quad \theta \equiv -x \frac{d}{dx}:$$

Հոդվածում ընդհանրացվում է այդ արդյունքը կամայական $\mathcal{P} \supset E_0$ դասերի համար: Վերջում բերվում է որպես օրինակ ապացուցված թեոր

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱՇԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ *И.И.Хиршман, Д.В.Уиддер*, Преобразования типа свертки, М., ИЛ, 1958.
² *D.V.Widder*, J.Analyse Math. v.21, p.293-312, (1968). ³ *М.М.Джрбашян*, Интегральные преобразования и представления функций в комплексной области, М., Наука, 1966. ⁴ *C.Nasim*, J.Math.Anal.Appl., v.52, p.525-537 (1975). ⁵ *C.Nasim*, J.Math.Anal. Appl., v.678, p.163-170 (1979). ⁶ *Р.А.Багян*, ДАН АрмССР., т.73, №4, с.195-201 (1981). ⁷ *М.М.Джрбашян, Р.А.Багян*, ДАН СССР, т.223, №6, с.1297-1300 (1975); Изв.АН АрмССР, Математика, т.10, №6, с.483-508 (1975).

УДК 539.3

В. О. Мовсисян, академик НАН Армении М. А. Задоян

**Термонапряженное состояние упрочняющейся
конической трубы**

(Представлено 25 / XI 1997)

Исследуется бесконечная коническая труба из упрочняющегося по степенному закону несжимаемого материала, свободная от внешних сил и находящаяся в стационарном температурном поле. Принимаем, что на внутренней конической поверхности $\theta = \alpha$ поддерживается постоянная температура T_1 , а на внешней поверхности $\theta = \beta$ — T_2 . Для определенности полагаем, что $T_1 > T_2$. Термонапряженное состояние цилиндрических труб и полых шаров, изготовленных из идеально-пластического материала, исследовано в работах (1,2). Для случая внешних силовых воздействий на конические трубы задача рассмотрена в (3).

Поскольку температурное поле является осесимметричным, стационарное уравнение теплопроводности в сферических координатах запишется в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) = 0,$$

причем температурная функция T не зависит от азимутальной координаты. Поскольку граничные условия на бесконечных конических поверхностях не зависят от радиальной координаты r , то естественно полуобратным способом принимать, что T не зависит от этой координаты. Таким образом, температурная функция, удовлетворяющая приведенным уравнениям теплопроводности, с учетом вышеуказанных граничных условий будет

$$T = \nu - \mu \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (1)$$

где

$$\mu = \frac{t}{\ln \frac{\beta}{\alpha}}, \quad \nu = \frac{1}{\ln \frac{\beta}{\alpha}} \left(T_1 \ln \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} - T_2 \ln \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right),$$

причем $t = T_1 - T_2$.

Условия несжимаемости в перемещениях пишутся в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{v}{r} \operatorname{ctg} \theta = 3\alpha_0 T. \quad (2)$$

Перемещения зададим в виде

$$u = C\alpha_0 r, \quad v = \alpha_0 r f(\theta), \quad (3)$$

где $f(\theta)$ искомая функция, C — произвольная постоянная, α_0 — коэффициент температурного расширения.

Подставляя (3) в (1), приходим к дифференциальному уравнению

$$f' + f \operatorname{ctg} \theta = -3B - 3\mu \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (4)$$

где $B = C - \nu$. Решение этого уравнения будет

$$f = \frac{3A}{\sin \theta} + 3B \operatorname{ctg} \theta + 3\mu \left(\operatorname{ctg} \theta \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - \frac{\ln \sin \theta}{\sin \theta} \right), \quad (5)$$

причем A — произвольная постоянная.

Принимаем степенной закон упрочнения

$$\sigma_0 = k\varepsilon_0^m,$$

где σ_0, ε_0 — интенсивности напряжений и деформации, k и m известные механические параметры, определяемые из эксперимента.

В наших условиях касательные напряжения и деформации сдвигов равны нулю, а компоненты нормальных напряжений выражаются через компоненты деформации по соотношениям деформационной теории

$$\sigma_i - \sigma = k\varepsilon_0^{m-1} \varepsilon_i, \quad (6)$$

где $i = r, \theta, \varphi$, а σ — среднее нормальное напряжение.

Учитывая выражения перемещения из (3) и соотношения (5), получаем

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sigma_\theta - k\alpha_0 \left(\frac{2$$

$$\frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + (\sigma_\theta - \sigma_\varphi) \operatorname{ctg} \theta = 0. \quad (8)$$

Далее, интегрируя (8), учитывая второе соотношение (7) и граничное условие на внутренней конической поверхности $\theta = \alpha$, получим

$$\sigma_\theta = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right)^{m-1} k \alpha_0 \int_\alpha^\theta \left(\sqrt{f'^2 - f f \operatorname{ctg} \theta + f^2 \operatorname{ctg}^2 \theta} \right)^{m-1} (f \operatorname{ctg} \theta - f') d\theta. \quad (9)$$

Вводим новую функцию ψ по выражению

$$\psi = \frac{f'}{f} \operatorname{tg} \theta. \quad (10)$$

Далее, исключая f' согласно (4), находим

$$\psi = -1 - \frac{3}{f} \left(B + \mu \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right) \operatorname{tg} \theta \quad (11)$$

или, подставляя значение f из (5) в (11), получим

$$\psi = -1 - \frac{B \operatorname{tg} \theta + \mu \operatorname{tg} \theta \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}{\frac{A}{\sin \theta} + B \operatorname{ctg} \theta + \mu \left(\operatorname{ctg} \theta \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} - \frac{\ln \sin \theta}{\sin \theta} \right)}.$$

Выражение (9), если использовать (10), можно переписать в форме

$$\sigma_\theta = k \alpha_0 \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right)^{m-1} \int_\alpha^\theta \left(\sqrt{\psi^2 - \psi + 1} \right)^{m-1} (1 - \psi) (f \operatorname{ctg} \theta)^m d\theta. \quad (12)$$

Для радиального напряжения будем иметь

$$\sigma_r = \sigma_\theta - k \alpha_0 \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right)^{m-1} \left(\sqrt{\psi^2 - \psi + 1} \right)^{m-1} \psi (f \operatorname{ctg} \theta)^m. \quad (13)$$

На внешней конической поверхности $\theta = \beta$ имеем граничное условие $\sigma_\theta(\beta) = 0$, тогда

$$\int_\alpha^\beta \left(\sqrt{\psi^2 - \psi + 1} \right)^{m-1} (1 - \psi) (f \operatorname{ctg} \theta)^m d\theta = 0. \quad (14)$$

Выражения компонентов напряжения содержат две неизвестные постоянные A и B .

Интегральные условия (14) содержат эти постоянные. Для нахождения второго условия рассмотрим равновесия конечной части конической трубы с выделенной сфер

$$\int_{\alpha}^{\beta} \sigma_r \sin 2\theta d\theta = 0 \quad (15)$$

Подставляя выражение σ_r из (13) в (15) и преобразуя предварительно двойной интеграл в одномерный, интегрируя по частям, окончательно получим

$$\int_{\alpha}^{\beta} [1 - \sin(\beta + \theta) \sin(\beta - \theta)] \left(\sqrt{\psi^2 - \psi + 1} \right)^{m-1} (1 - \psi) f^m \operatorname{ctg}^m \theta d\theta = 0. \quad (16)$$

Интегральные условия (14) и (16) в принципе определяют неизвестные постоянные A и B . Имея эти значения, найденные численными способами, определяют компоненты напряжения в зависимости от T_1 , T_2 и $t = T_1 - T_2$.

В отличие от идеально-пластических материалов для упрочняющейся трубы, напряжения в исследуемом случае зависят как от разности температур, так и от значения температуры на внутренней и внешней поверхностях.

Институт механики НАН Армении

Վ. Ո. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Մ. Ա. ԶԱԴՈՅԱՆ

Ամրապնդվող կոնական խողովակի ջերմալարվածային վիճակը

Հետազոտվում է հաստապատ կոնական խողովակի լարվածային վիճակը՝ ստացիոնար ջերմային դաշտի ազդեցության տակ: Խողովակը ընդունվում է երկար, անսեղմելի և աստիճանային օրենքով ամրապնդվող նյութից պատրաստված, որի ներքին և արտաքին կոնական մակերևույթներին պահպանվում են հաստատուն ջերմաստիճաններ: Ելնելով փոքր առաձգապլաստիկական դեֆորմացիաների տեսությունից, կիսահակադարձ եղանակով, տալով տեղափոխությունների դաշտը, սգտագործելով անսեղմելիության պայմանը, եզրային պայմանների կոնական մակերևույթների վրա, ինչպես նաև հավասարակշռության հավասարումը կոնի վերջավոր մասի համար, գալիս ենք երկու անորոշ հաստատումների որոշման համար երկու հավասարումներից բաղկացած համակարգի, որը պետք է լուծվի թվավային եղանակով:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՈՒՆ

¹ Л

УДК 393.3

М. М. Минасян

Модель твердого тела с внутренней энергией, зависящей от скорости деформаций

(Представлено академиком НАН Армении В.С.Саркисяном 30/VII 1998)

В данной работе построен вариант модели твердого деформируемого тела с внутренней энергией, зависящей от скорости деформирования. Такую зависимость следует считать вполне естественной как следствие перехода от микрoконтинуума к макрoконтинууму ⁽¹⁾.

1 Для однородного тела постулируем удельную внутреннюю энергию в виде

$$U = U(\xi'_j, v'_j, S), \quad (1.1)$$

где ξ'_j – обратная дисторсия, определяющая тензор деформаций Альманси, а v'_j – тензор градиентов скоростей, определяющий тензор скоростей деформаций Эйлера. Введем также дисторсию, x'_j , обратную ξ'_j .

Теперь сформулируем вариационный принцип

$$\delta I = \delta \int_{t_0}^{t_1} \int_{V(t)} \Lambda d^3x dt + \int_{t_0}^{t_1} \int_{V(t)} \rho T \delta S d^3x dt + \delta W = 0, \quad (1.2)$$

$$\Lambda(u'_k, v', v'_k, \varphi_i, S) = \rho \left(\frac{v^2}{2} - U \right) + \varphi_i (v^i - u'_i - v^k u'_k). \quad (1.3)$$

Истинное движение тела определяется как стационарная точка функционала I на множестве функций $u'(x, t)$ и $v'(x, t)$. Будем считать перемещения заданными во временных пределах интегралов.

Из принципа (1.2) получаем

$$p_j^k = \rho \frac{\partial U}{\partial u_k^j} \xi_j^i, \quad T_j^k = \rho \frac{\partial U}{\partial v_k^j}, \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v^k \frac{\partial}{\partial x^k} \right), \quad (1.6)$$

Как видно из (1.

$$L_j^a = \frac{\rho_0}{\rho} \xi_k^a \Pi_j^k, \quad L_j^a = \frac{\partial U}{\partial u_a'}, \quad U = U(u_a', v_a', S),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} K_j^a = \frac{\rho_0}{\rho} \xi_k^a \frac{d}{dt} T_j^k, \quad K_j^a = \frac{\partial U}{\partial v_a'}. \quad (2.$$

где J_1 – первый инвариант тензора малых деформаций ε_{ij} , J_2^D – второй инвариант девиатора e_{ij} . Обратим внимание на то, что в отличие от известных моделей вязкоупругих или вязкопластических тел, в которых фигурирует интенсивность скоростей деформаций, здесь имеем дело со скоростью интенсивностей деформаций. Пользуясь внутренней энергией, представлен

Анализ вышеприведенных соотношений показывает, что при очень малых и очень больших скоростях деформирования напряжения и деформации связаны соотношениями упругости. Если в первом случае можно говорить о существовании нижнего порога чувствительности, известного в различных моделях вязкопластичности ⁽⁵⁾, то во втором случае можно говорить о существовании единой динамической модели, известной при высокоинтенсивных нагружениях ⁽⁵⁾. Отметим

следующую известную формулу для определения динамического предела текучести при одномерных испытаниях ⁽⁷⁾:

$$\sigma_{din} = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{1}{D} \frac{d\varepsilon}{dt} \right)^{\frac{1}{n}} \right], \quad (4.1)$$

Отметим, что при постоянных значениях коэффициентов A, B, D в уравнении (1) локальная функция $N_1(\rho) = 0$, $0 < \rho < 1$ и $R_a(r, \mu_n) = K_{\mu_n}(\gamma r)$ так, что разложение (11) будет совпадать с известной формулой из работы (2).

В качестве примера использования получен

**Կոնտորովիչ-Լեբեդևի տիպի ընդհանրացված ինտեգրալ ձևափոխության և
առաձգականության տեսության ու ջերմահաղորդականության եզրային
խնդիրների լուծման ժամանակ նրա կիրառության մասին**

Նախորդ աշխատության մեջ շարադրված մեթոդով ընդհանրացված է Կոնտորովիչ-Լեբեդևի ինտեգրալ ձևափոխությունը (a, ∞) կիսաանվերջ միջակայքի համար: Որպես ստացված ինտեգրալ ձևափոխության կիրառություն դիտարկված է փոքր պարամետրով բնութագրվող անվերջ թվով գլանային բլիջներով անվերջ սեպաձև մարմնի համար ստացիոնար ջերմահաղորդականության խնդիրը, երբ սեպի անվերջ նիստերի վրա ջերմաստիճանը տրված է կամայական ֆունկցիայով, իսկ ճակատային նիստերի վրա պահպանվում է զրոյական ջերմաստիճան: Եզրային խնդրի լուծումը կառուցված է ε^2 -ու կարգի անդամը պարունակող մոտավորությամբ, որտեղ ε -ը փոքր պարամետրն է:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՈՒՆ

¹ Д.Я.Бардзокас, А.И.Зобнин, Б.А.Кудрявцев, ДНАН Армении, т.98, №4, с.280-286, (1998). ² Я.С.Уфлянд, Вopr. физики, Сб к 75-летию чл.-корр. АН СССР Г.А.Гринберга, Л., Наука, с.93-105 (1976).

Условия непрерывности перемещения u' и напряжения $\tau_{\varphi}^{(i)}$ на линии раздела смежных областей $\varphi = 0$ выражаются через функцию F_i следующими соотношениями:

$$\frac{\partial F_1(r, 0)}{\partial \varphi} = \mu \frac{\partial F_2(r, 0)}{\partial \varphi}, \quad \mu = \frac{G_1$$

при помощи указанной системы алгебраических уравнений можно установить, что если $\alpha / \beta = 1$, т.е. является диагональным элементом матрицы $\|b_{ki}^*\|$, то собственными значениями будут

$$\lambda_j = \frac{\pi}{\alpha} j \quad (j = 1, 2, \dots).$$

где $A_k^* = B_2^{(k)} / \cos \lambda_k \alpha$. Оно совпадает с решением, полученным в (2), если в последнем перейти к изотропным материалам. При $\mu = 1$ из (10) получается решение для однородного цилиндра.

Если на поверхности цилиндра $r = a$ зада

Պ. Վ. ԳԱԼՊԵՅԱՆ

Տարբեր նյութերից կազմված գլանի հսկահարթ դեֆորմացիայի եզրային խնդիրներ

Ֆուրյեի մեթոդի ընդհանրացմամբ Լապլասի հավասարման համար չրջանային սեկտորի տեսքով երկչափ տիրույթում լուծվել են եզրային խնդիրներ: Դիտվող տիրույթը կազմված է երկու շրջանային սեկտորներից, որոնք համապատասխանում են սահքի տարրեր մոդուլներ ունեցող համասեռ իզոտրոպ գծային առաձգականությամբ օժտված նյութերի:

Հետազոտվել է դիտվող եզրային խնդրի սեփական արժեքների ամբողջ սպեկտրը և ցույց է տրվել, որ տարրերվում են խնդիրների երեք տարատեսակներ: Դրանցից յուրաքանչյուրը՝ համապատասխան լուծումների կառուցման առանձնահատկության տեսանկյունից, ներկայացնում է առանձին հետաքրքրություն:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՈՒՆ

- ¹ К.С. Чобанян. Напряжения в составных упругих телах, Ереван, Изд. АН АрмССР, 1987. ² Р.К. Алексанян, С.А. Мелик-Саркисян, Изв. АН АрмССР. Механика, т.31, №1, с.40-47 (1978).

В (2.5) неизвестными являются функции $\sigma_{y0}^{(1,s)}$, $\sigma_{y0}^{(2,s)}$, $u^{(1,s)}$, $v^{(1,s)}$, которые определяются из условий (1.1)–(1.4). Удовлетворив условиям (1.1)–(1.4), получим:

решением внутренней задачи можно удовлетворить лишь интегрально. Для удовлетворения условиям в каждой точке торца необходимо привлечь погранслою (3).

Таким образом, формулами (2.2), (2.3), (2.16)–(2.18) можно с наперед заданной асимптотической точностью определить решение внутренней

$$\begin{aligned}
\Delta(\lambda) = & A_{01} \sin \lambda(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3) + A_{02} \sin \lambda(\varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3) - \\
& - A_{03} \sin \lambda(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3) - A_{04} \sin \lambda(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3) + \\
&$$

На рис.2 приведены графики изменения $\operatorname{Re} \lambda_1$ в зависимости от угла раствора пьезоэлектрического клина из бифталата калия (кривая 1) и гипотетического материала (кривая 4), отличающегося от бифталата калия только коэффициентом $g_{22} > 0$ (для бифталата калия $g_{22} = 0$). Там же, для

Ищем решение уравнения (1.1) в виде

$$w(x, y, t) = f(y) \exp[i(kx - \omega t)], \quad (1.3)$$

где $f(y)$ — неизвестная функция, ω и k — частота и волнов

$$\frac{v'}{2v} = \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dy}. \quad (1.10)$$

Тогда уравнение для определения η будет иметь вид

$$\frac{d$$

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{a(a-4)} - a \right] \quad (2.7)$$

при условии $H = \frac{\mu'_0 h}{\mu_0} < -3$.

Այնուհետև սաՀքի մակերևութային ալիքների փոխային արապովթույնների համար հետազոտվել են դիսպերսիոն կորերը ալիքի երկարությունից կախված:

$$\delta(\lambda) = \begin{vmatrix} a_0 & a_1 & a_2 \\ b_0 & b_1 & b_2 \\ c_0 & c_1 & c_2 \end{vmatrix}, \quad \delta_1(\lambda) = \begin{vmatrix} a_0 & a_1 & a_2 \\ b_0 & b_1 & b_2 \\ d_0 & d_1 & d_2 \end{vmatrix}; \quad (1$$

խնդրի լուծումը բերված է հանրահաշվական հալստարումների սեգրյար անվերջ համակարգի լուծմանը:

Որ քանի մասնավոր դեպքում ստացված է խնդր

