

На правах рукописи



Борисова Наталья Львовна

**МЕТОД РЕШЕНИЯ СМЕШАННЫХ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ ТРЕЩИН
ПРОДОЛЬНОГО И ПОПЕРЕЧНОГО СДВИГА В МНОГОСЛОЙНОМ
МАТЕРИАЛЕ**

Специальность: 01.02.04 – Механика деформируемого твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Российский университет транспорта (МИИТ)»

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук, профессор **Локтев Алексей Алексеевич**

Официальные оппоненты: **Морозов Евгений Михайлович**, доктор технических наук, профессор, ФГАОУ ВО Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», кафедра «Физика прочности», профессор;

Устинов Константин Борисович, доктор физико-математических наук, доцент, ФГБУН «Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН», ведущий научный сотрудник.

Ведущая организация: Акционерное общество «Всероссийский научно-исследовательский институт по эксплуатации атомных электростанций» (АО «ВНИИАЭС»)

Защита состоится «26» ноября 2019 г. в 12-00 часов на заседании объединённого диссертационного совета Д 999.191.02, созданного на базе ФГБОУ ВО «Тульский государственный университет», ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», по адресу: 300012, г. Тула, пр. Ленина, д. 92 (12 - 105).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВО «Тульский государственный университет» по адресу: 300012, г. Тула, пр. Ленина, д. 92 и на сайте http://tsu.tula.ru/science/dissertation/diss-999-191-02/Borisova_NL/

Автореферат разослан «27» сентября 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Глаголев Вадим Вадимович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Механика разрушения как часть механики деформируемого твердого тела, а так же, как часть теории прочности занимается изучением причин и условий, приводящих к разрушению, и указывает пути их предотвращения. Основным параметром линейной механики разрушения с трещиной является коэффициент интенсивности напряжений, который зависит от места расположения трещины, от ее длины, от геометрии тела и от внешних сил, действующих на тело.

В последнее время достаточно подробно исследованы вопросы, связанные с развитием трещины, находящейся перпендикулярно границам раздела сред. Однако, как показывает анализ работ (в том числе современных), недостаточно исследованы задачи теории трещин, когда трещина находится на границе раздела сред параллельно поверхности слоев в многослойных материалах, которые часто применяются при создании современных силовых элементов конструкций (таких, как, например, в ракетостроении, самолетостроении, судостроении, в атомных электростанциях и других областях) с целью повышения прочности и эксплуатационной надежности.

Значительный интерес в проблематике технического содержания железнодорожного пути представляет появление трещин в рельсовых плетях при эксплуатации железнодорожных транспортных систем, в частности, на поверхности катания головки рельса. Поскольку поверхностный слой из-за многократного воздействия колесных пар, шлифования, фрезеровки и явления наклепа имеет механические свойства, существенно отличающиеся от свойств материала остального рельса, то рельс, эксплуатирующийся в пути некоторое время, по некоторым свойствам можно отнести к биметаллическому материалу.

Таким образом, можно считать тему диссертационной работы актуальной.

Цель диссертационной работы – разработать метод, позволяющий получить решение новых задач механики разрушения многослойных сред (с n слоями, $n \geq 2$) с трещинами продольного и поперечного сдвига, находящимися параллельно поверхностям слоев, и изучить на основе полученных решений процессы роста и торможения трещины, а также обнаружить новые явления.

Научная новизна работы:

1. Решение смешанных краевых задач для трещин продольного или поперечного сдвига ($|x| \leq l, y = 0$) в многослойных материалах сведено к решению дуальных интегральных уравнений первого рода со сложными ядрами, решение которых затем сведено к решению сингулярного интегрального уравнения. Модифицирован метод об обращении сингулярных интегралов с обобщенным ядром типа Коши.

2. С помощью разработанного метода построены решения новых задач механики разрушения многослойных сред с трещиной продольного сдвига, находящейся параллельно поверхностям полосы. Получены выражения для коэффициента интенсивности напряжений K_{III} , которые позволяют исследовать комплексные влияния толщины и модуля сдвига слоев на K_{III} при разных граничных условиях. В случае, когда трещина продольного сдвига находится на границе раздела двух полос с разными упругими свойствами, но одинаковой

толщины, определен коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в явной форме.

3. Установлено, что, если трещина продольного сдвига находится на границе раздела двух полос с разными упругими свойствами, но одинаковой толщины, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} не зависит от упругих свойств.

4. Определены условия для многослойных материалов, при выполнении которых произойдет торможение трещины продольного сдвига.

5. Построено решение задачи, когда трещина поперечного сдвига расположена посередине упругой полосы толщины, берега которой параллельны поверхностям полосы. Доказано, что, если толщина полосы стремится к бесконечности, то на берегах трещины поперечного сдвига оба компонента вектора смещения не равны нулю, если на берегах трещины приложены постоянные, одинаковые по величине только касательные напряжения.

Методы исследования. Решение смешанных краевых задач для трещин продольного и поперечного сдвига, находящихся в n -слойных материалах, рассмотренных в диссертационной работе, с помощью преобразования Фурье сводятся к решению дуальных (парных) интегральных уравнений со сложными ядрами. Разработанным методом решение этих интегральных уравнений сначала сводится к решению сингулярных интегральных уравнений с обобщенным ядром, а затем – к интегральным уравнениям Фредгольма второго рода.

Достоверность исследований подтверждается фундаментальностью математических и физических законов, корректными постановками смешанных краевых задач теории трещин, построением решения этих задач строгими математическими методами, сравнением аналитических и числовых результатов в частных случаях со случаями, известными в литературе.

Теоретическая значимость заключается в разработанном и развитом в диссертационной работе методе решения смешанных краевых задач для трещины продольного и поперечного сдвига в многослойных материалах. Этот метод может быть применен для решения более сложных смешанных краевых задач для трещины в слоистых материалах.

Практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных результатов на стадии проектирования многослойных элементов конструкций, находящихся в состоянии плоской или антиплоской деформации при оценке их трещиностойкости в различных условиях нагружения.

В настоящее время, согласно требованиям нормативно-технической документации (НТД), действующей в атомной энергетике, при выполнении оценок прочности, наплавка в элементах конструкций не учитывается. Выполненные в данной диссертационной работе исследования, посвященные многослойным элементам конструкций, целесообразно использовать для патрубковых зон толстостенных плакированных конструкций (реактор, парогенератор, компенсатор давления) для уточнения напряженно-деформированного состояния (НДС) и оценки влияния наплавки на рост постулируемых дефектов в этих зонах.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Аналитические решения новых смешанных краевых задач для трещин продольного и поперечного сдвига в многослойных материалах предложенным новым методом.

2. Формулы для коэффициентов интенсивности напряжений, учитывающие комплексное влияние параметров задачи, а именно: толщину и упругие свойства слоев, а также напряжения, приложенные на берегах трещины.

3. Условия, при выполнении которых происходит торможение трещины продольного сдвига в многослойных материалах.

Апробация основных результатов работы. Основные результаты диссертационной работы были доложены и обсуждены на следующих научных конференциях, семинарах и симпозиумах:

1. Конференция «Поколение будущего: Взгляд молодых ученых – 2013». 2-я Международная молодежная научная конференция (Курск, 2013 г.);

2. Конференция «Наука и современность»: Международная научно-практическая конференция, (Новосибирск, с 2013 по 2015 гг. ежегодно);

3. Конференция «Фундаментальные и прикладные исследования»: проблемы и результаты: XII Международная научно-практическая конференция, (Новосибирск, 2014 г.);

4. Всероссийская научная школа-конференция "Механика предельного состояния и смежные вопросы», посвященная 85-летию профессора Д.Д. Ивлева, (Чебоксары, 2015 г.);

5. Семинар по механике деформируемого твердого тела под руководством Б.Г. Миронова (Чебоксары, 2015 г.);

6. XXV Международный симпозиум «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А.Г. Горшкова (Вятичи, Кременки, 2019 г.).

7. Городской семинар по механике под руководством Д.А. Индейцева (ИПМаш РАН, Санкт–Петербург, 2019 г.).

Публикации. По теме диссертационной работы опубликовано 16 научных статей, в том числе четыре статьи изданы в журналах, которые входят в перечень изданий, рекомендованных ВАК РФ, одна в журнале, индексируемом базой «Scopus».

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, выводов (заключения) и списка литературы из 175 наименований.

Общий объем диссертации 158 страниц. Работа содержит 31 рисунок.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность проблемы исследований и кратко изложены основные научные положения, выносимые на защиту.

В первой главе дан обзор работ по теме диссертации, приведены некоторые известные сведения и дополнительные исследования (сингулярное (особое) интегральное уравнение с обобщённым ядром типа Коши, методы сведения класса сингулярных интегральных уравнений первого рода типа Коши к линейным интегральным уравнениям Фредгольма второго рода с непрерывным ядром и обратно, необходимые исследования, проведенные

автором данной диссертации, для получения сингулярного интегрального уравнения первого рода типа Коши, обращения сингулярного (особого) интеграла с обобщённым ядром типа Коши и модификация этого метода, с помощью которой построено решение сингулярного интегрального уравнения типа Гильберта, решение канонических сингулярных задач теории упругости кусочно однородных сред, необходимые в работе.

Наиболее значимыми исследованиями в механике разрушения многослойных сред являются работы Р.В. Гольдштейна, Д.В. Грилицкого, А.В. Звягина, Д.Д. Ивлева, В.Д. Ключникова, В.Д. Кулиева, Е.М. Морозова, Н.Ф. Морозова, Л. В. Никитина, В.З. Партона, Ю.Н. Работнова, М.П. Саврука, Р.Л. Салганика, К.Б. Устинова, Г.П. Черепанова, Д.И. Шермана, Н.Е. Ашбауха, М.Л. Вильямса, А.Р. Зака, Дж. Ингланда, Дж. Райса, П.Д. Хилтона, Ф.Е. Эрдогана.

Во второй главе определяется напряженно-деформированное состояние биупругой полосы, боковые поверхности которой подвержены воздействию внешних нагрузок (антиплоская деформация). Здесь предполагается, что первая упругая полоса с модулем сдвига μ_1 занимает область $|x| < \infty, +0 \leq y \leq h_1$, а вторая упругая полоса с модулем сдвига μ_2 – область $|x| < \infty, -h_2 \leq y \leq -0$ (рис. 1).

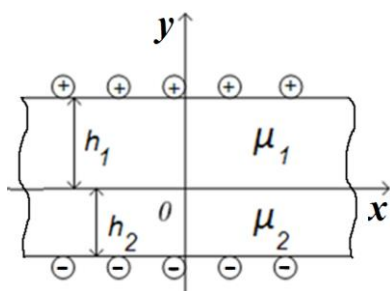


Рис.1

Далее предполагается, что эти упругие полосы «жестко» сцеплены между собой вдоль плоскости $y=0$. На поверхностях биупругой полосы $|x| < \infty, y = h_1$ и $|x| < \infty, y = -h_2$ действуют внешние нагрузки $p(x)$ (функция $p(x)$ предполагается абсолютно интегрируемой функцией в интервале $-\infty < x < \infty$) так, что рассматриваемая биупругая полоса находится в состоянии антиплоской деформации.

Считается, что смещения и напряжения на бесконечности стремятся к нулю.

Заметим, что при антиплоской деформации функции $w_j(x, y)$ являются гармоническими функциями и связаны с напряжениями следующим образом:

$$\Delta w_j(x, y) = 0, \quad (\sigma_{yz})_j(x, y) = \mu_j \frac{\partial w_j}{\partial y}, \quad (\sigma_{xz})_j(x, y) = \mu_j \frac{\partial w_j}{\partial x} \quad (j=1,2).$$

Поскольку $p(-x) = p(x)$, то $(\sigma_{xz})_j(0, y) = 0 \quad (j=1,2)$.

С помощью косинус-преобразования Фурье по x находим решение краевой задачи Неймана для двухслойной полосы:

при $|x| < \infty, +0 \leq y \leq h_1$ (первая среда μ_1):

$$w_1(x, y) = \frac{1}{4\pi\mu_1} \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ [k(ch\lambda h_2 - ch\lambda h_1)ch\lambda y + (sh\lambda h_2 + k \cdot sh\lambda h_1)sh\lambda y] \times \right. \\ \left. \times \frac{[\cos \lambda(t-x) + \cos \lambda(t+x)]}{\lambda [k \cdot sh\lambda h_1 \cdot ch\lambda h_2 + sh\lambda h_2 \cdot ch\lambda h_1]} \right\} d\lambda dt,$$

при $|x| < \infty$, $-h_2 \leq y \leq -0$ (вторая среда μ_2):

$$w_2(x, y) = \frac{1}{4\pi\mu_2} \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ [(ch\lambda h_2 - ch\lambda h_1) ch\lambda y + (sh\lambda h_2 + k \cdot sh\lambda h_1) sh\lambda y] \times \right. \\ \left. \times \frac{[\cos \lambda(t-x) + \cos \lambda(t+x)]}{\lambda [k \cdot sh\lambda h_1 \cdot ch\lambda h_2 + sh\lambda h_2 \cdot ch\lambda h_1]} \right\} d\lambda dt, \quad (k = \mu_1/\mu_2).$$

Отсюда следуют новые результаты: в случае, если $h_1 = h_2 = h$, то смещения $w_1(x; y)$ в первой упругой полосе $|x| < \infty$, $0 < y \leq h_1$, и $w_2(x; y)$ – во второй упругой полосе $|x| < \infty$, $-h_2 \leq y < 0$ обратно пропорциональны модулям сдвига μ_1 и μ_2 соответственно, причем $w_1(x; 0) = w_1(x, 0) = w_2(x, 0) \equiv 0$, и не зависят от μ_1/μ_2 . Если же $h_1 \neq h_2$, то смещения $w_1(x; y) = w_2(x; y)$ ($|x| < \infty$, $0 < y \leq h_1$), и $w_2(x; y)$ ($|x| < \infty$, $-h_2 \leq y < 0$) не только обратно пропорциональны μ_1 и μ_2 соответственно, а также зависят от μ_1/μ_2 .

Обнаружена также новая дельтаобразная функция. Полученные в данной главе результаты оправдывают справедливость явлений, обнаруженных в смешанных краевых задачах с трещинами продольного сдвига, находящимися в слоистых материалах (см. Главы III – V).

В этой же главе определена аналитическая функция в упругой полосе при $h_1 = h_2 = h$ и при $\mu_1 = \mu_2 = \mu$.

В третьей главе модифицируется метод об обращении сингулярного (особого) интеграла с обобщённым ядром типа Коши, построено решение смешанных краевых задач для трещины продольного сдвига, находящейся на границе раздела двух упругих полос разной толщины при разных граничных условиях.

В главах III-V получены сингулярные (особые) интегральные уравнения с обобщенными ядрами (см. ниже формулы (8), (21) при $h_1 = h_2 = h$, (32), (36)), не являющимися обобщенными ядрами типа Коши.

Суть разработанного метода состоит в сведении этих уравнений к сингулярным интегральным уравнениям с обобщенным ядром типа Коши. Это достигается выражением искомой и заданной функций через новые функций того же класса, что и исходные, и последующим применением метода обращения В.Д. Кулиева. После определения новой искомой функции следует сделать обратную замену.

Во §2 третьей главы рассматривается следующая смешанная краевая задача для трещины продольного сдвига, находящейся на границе раздела двух сред (см. рис. 2):

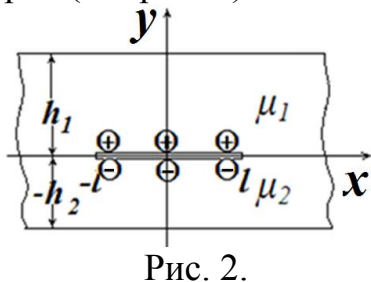


Рис. 2.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} |x| < \infty, \quad (\sigma_{yz})_1(x, h_1) = 0, \quad |x| < \infty, \quad (\sigma_{yz})_2(x, -h_2) = 0 \\ , |x| \leq l, \quad (\sigma_{yz})_1(x, +0) = (\sigma_{yz})_2(x, -0) = -\sigma(x), \\ |x| \geq l, \quad (\sigma_{yz})_1(x, +0) = (\sigma_{yz})_2(x, -0), \\ w_1(x, +0) = w_2(x, -0) \end{aligned} \quad (1)$$

Условия на конце трещины:

$$\lim_{x \rightarrow l-0} \left\{ \sqrt{2\pi(l-x)} \left[\frac{\partial w_1(x, +0)}{\partial x} - \frac{\partial w_2(x, -0)}{\partial x} \right] \right\} = -\frac{(k+1)}{\mu_1} K_{III} \left(k = \mu_1 / \mu_2 \right). \quad (2)$$

Условия на бесконечности (с учетом (7) – (9)):

$$|x| \rightarrow \infty, \quad 0 \leq y \leq h_1, \quad (\sigma_{yz})_1 \rightarrow 0, \quad (\sigma_{xz})_1 \rightarrow 0, \quad w_1 \rightarrow 0; \quad (3)$$

$$|x| \rightarrow \infty, \quad -h_2 \leq y \leq 0, \quad (\sigma_{yz})_2 \rightarrow 0, \quad (\sigma_{xz})_2 \rightarrow 0, \quad w_2 \rightarrow 0;$$

Здесь используются общепринятые обозначения. Функция $\sigma(x)$ – заданная четная функция, причем: $\sigma(x) \in H^\beta[-l, l]$, $1/2 < \beta \leq 1$. Рассматриваемая задача, очевидно, симметрична относительно плоскости $x=0$.

В диссертационной работе решение краевой задачи (1) – (3) двумя способами: сначала сводится к дуальным (парным) интегральным уравнениям, а затем – к решению сингулярных интегральных уравнений первого рода: первый способ – традиционный, а второй – предложенный автором способ. Однако, как показано в диссертационной работе, сингулярное интегральное уравнение первого рода с ядром Коши, полученное традиционным способом, доставляет большие трудности при исследовании решения задачи в случае $h_1 = h_2$, в то время как второй способ позволяет достаточно просто исследовать решение задачи при этом условии.

Новым способом решение краевой задачи (1) – (3) сводится к решению сингулярного интегрального уравнения первого рода с обобщённым ядром:

$$\sigma(x) = \frac{1}{4h_1} \cdot \frac{1}{ch \frac{\pi x}{2h_1}} \int_{-l}^l f(t) \frac{2th \frac{\pi}{2h_1} t}{ch \frac{\pi}{2h_1} t \left(th^2 \frac{\pi}{2h_1} t - th^2 \frac{\pi}{2h_1} x \right)} dt + \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l f(t) K(x, t) dt, \quad (4)$$

$$K(x, t) = k \int_0^\infty \frac{(th\lambda h_2 - th\lambda h_1)}{k \cdot th\lambda h_1 + th\lambda h_2} th\lambda h_1 \sin \lambda t \cos \lambda x d\lambda \quad (|x| \leq l). \quad (5)$$

В диссертационной работе доказано, что искомая функция $f(t) \in K_{1/2}[-l, l]$, т. е. удовлетворяет условиям:

$$f(t) = \frac{f_0(t)}{\sqrt{l^2 - t^2}}, \quad f_0(-t) = -f_0(t), \quad f_0(t) \in H^\beta[-l, l], \quad \frac{1}{2} < \beta < 1. \quad (6)$$

Первый интеграл в (4) понимается в смысле главного значения по Коши.

В диссертационной работе доказано, что коэффициент интенсивности напряжений определяется формулой:

$$K_{III} = \sqrt{\pi l} \frac{f_0(l)}{l}. \quad (7)$$

Из (4) и (5) можно получить сингулярное интегральное уравнение первого рода типа Коши. Однако, новые явления в теории трещин продольного сдвига сразу обнаруживаются из уравнения (4) и (5). Действительно, если $h_1 = h_2$, то из (4) и (5):

$$\sigma(x) = \frac{1}{4h_1} \cdot \frac{1}{ch \frac{\pi x}{2h_1}} \int_{-l}^l f(t) \frac{2th \frac{\pi}{2h_1} t}{ch \frac{\pi}{2h_1} t \left(th^2 \frac{\pi}{2h_1} t - th^2 \frac{\pi}{2h_1} x \right)} dt \quad (|x| \leq l), \quad (8)$$

Модификация метода В.Д. Кулиева позволяет построить решение уравнения (8) и определить коэффициент интенсивности напряжений в виде:

$$K_{III} = \sqrt{\frac{2}{h_1} th \frac{\pi}{2h_1} l} \int_0^l \frac{\sigma(t)}{ch \frac{\pi}{2h_1} t \sqrt{th^2 \frac{\pi}{2h_1} l - th^2 \frac{\pi}{2h_1} t}} dt. \quad (9)$$

Из (9) видно, что при $h_1=h_2$, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} не зависит от свойств материала.

В диссертационной работе подробно приведен анализ коэффициента интенсивности напряжений K_{III} , в частности, при $h_1 \rightarrow +\infty$, получена известная формула:

$$K_{III} = \sqrt{\pi l} \frac{2}{\pi} \int_0^l \frac{\sigma(t)}{\sqrt{l^2 - t^2}} dt. \quad (10)$$

Теперь из (4) и (5) получим сингулярное интегральное уравнение первого рода типа Коши. С этой целью ядро интегрального уравнения (5) представим в виде:

$$K(x, t) = K_0(x, t) + K_1(x, t), \quad (11)$$

$$K_0(x, t) = - \int_0^\infty \frac{k(1 - th\lambda h_2) th\lambda h_1 + (1 - th\lambda h_1) th\lambda h_2}{kth\lambda h_1 + th\lambda h_2} \sin \lambda t \cos \lambda x d\lambda, \quad (12)$$

$$K_1(x, t) = \int_0^\infty (1 - th\lambda h_1) \sin \lambda t \cos \lambda x d\lambda \quad (|x| \leq l). \quad (13)$$

Вычисляя интеграл (13) и подставляя результат в (11), а затем учитывая (11) в (4) приходим к следующему сингулярному интегральному уравнению второго рода типа Коши:

$$\sigma(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \frac{f(t)}{t-x} dt + \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l f(t) K_0(x, t) dt, \quad (14)$$

которое сводится к следующему интегральному уравнению Фредгольма второго рода с непрерывным ядром:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^x \frac{\sigma(\tau)}{\sqrt{x^2 - \tau^2}} d\tau = \psi(x) + \int_0^l \psi(t) K_\Phi(x, t) dt, \quad (15)$$

$$K_\Phi(x, t) = - \int_0^\infty \frac{k(1 - th\lambda h_2) th\lambda h_1 + (1 - th\lambda h_1) th\lambda h_2}{kth\lambda h_1 + th\lambda h_2} \lambda t \cdot J_0(\lambda t) J_0(\lambda x) d\lambda, \quad (16)$$

$$\psi(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^l \frac{f(\tau)}{\sqrt{\tau^2 - x^2}} d\tau. \quad (17)$$

Здесь $J_0(u)$ – бesselева функция первого рода нулевого порядка.

При этом коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в силу (7) и (17) определяется по следующей формуле:

$$K_{III} = \sqrt{\pi l} \cdot \psi(l). \quad (18)$$

Пусть $\sigma(x) = \sigma_0 \equiv const.$

Тогда из (15) получаем уравнение Фредгольма в безразмерном виде, левая часть которого равна единице.

В этом случае коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в силу (18) определяется формулой:

$$K_{III} = \sigma_0 \sqrt{\pi l} \cdot \Psi \left(1, k, \frac{l}{h_2}, \frac{h_1}{h_2} \right). \quad (19)$$

Графики зависимости $\Psi(1, k, l/h_2, h_1/h_2)$ от l/h_2 при фиксированных значениях k и b представлены ниже (см. рис. 3-4). Графики получены в результате численного решения интегрального уравнения Фредгольма методом квадратур с точностью до 0,01:

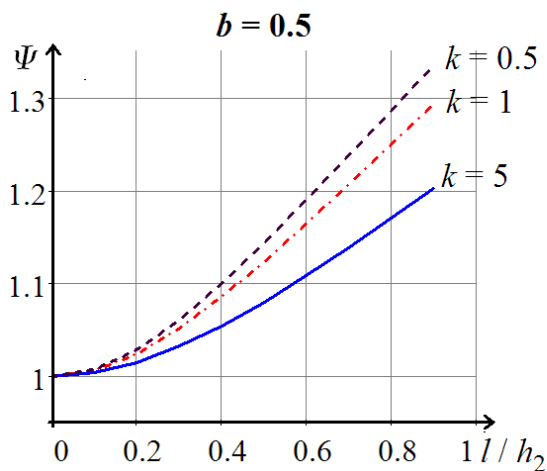


Рис. 3

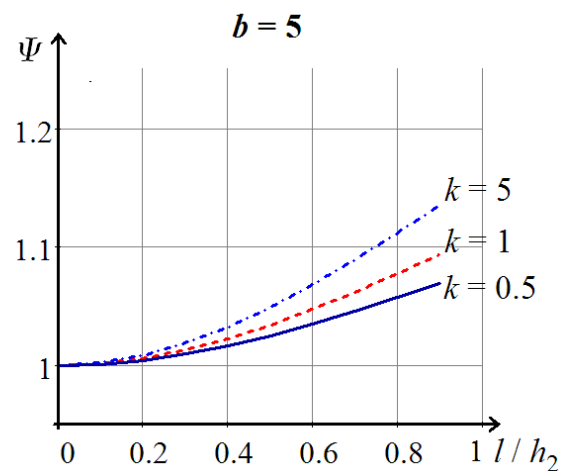


Рис. 4

1.1 Если $h_1/h_2 < 1$, то с увеличением k при фиксированных значениях l/h_2 поправочная функция $\Psi(1, k, l/h_2, h_1/h_2)$ уменьшается (см. рис. 3).

1.2 Если $h_1/h_2 > 1$, то с увеличением k при фиксированных значениях l/h_2 поправочная функция $\Psi(1, k, l/h_2, h_1/h_2)$ увеличивается (см. рис. 4).

Эти результаты важны на стадии конструирования двухслойных материалов.

В §3 третьей главы построено решение задачи о трещине продольного сдвига на границе раздела двух упругих «жестко» сцепленных полос разной толщины, поверхности которой без зазора опираются на «жесткий» материал.

Геометрия исследуемой задачи показана на рис. 2.

Все условия задачи, рассмотренные в §2 данной главы остаются в силе, за исключением условий в первой строке в (1).

Вместо этих условий следует записать:

$$|x| < \infty, w_1(x, h_1) = 0, \quad |x| < \infty, w_2(x, -h_2) = 0 \quad (20)$$

Рассматриваемая задача, очевидно, симметрична относительно плоскости $x = 0$.

Решение данной задачи сводится аналогично предыдущему параграфу 2 к решению следующего сингулярного интегрального уравнения с обобщённым ядром:

$$\sigma(x) = \frac{1}{2h_1 ch^2 \left(\frac{\pi x}{2h_1}\right)^{-1}} \int_{-l}^l f(t) \frac{th \frac{\pi t}{2h_1}}{th^2 \frac{\pi t}{2h_1} - th^2 \frac{\pi x}{2h_1}} dt + \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l f(t) K(x, t) dt, \quad (21)$$

$$K(x, t) = k \int_0^\infty \frac{cth\lambda h_2 - cth\lambda h_1}{kcth\lambda h_1 + cth\lambda h_2} cth\lambda h_1 \sin \lambda t \cos \lambda x \cdot d\lambda \quad (|x| \leq l). \quad (22)$$

В (21) первый интеграл понимается в смысле главного значения.

Поступая точно так же, как в §2 данной главы, имеем:

1. Если $h_1 = h_2 = h$, то $K(\xi, t) \equiv 0$. В этом случае находим коэффициент интенсивности напряжений K_{III} :

$$K_{III} = \frac{1}{ch \frac{\pi}{2h} l} \sqrt{\frac{2}{h} th \frac{\pi}{2h} l} \cdot \int_0^l \frac{\sigma(\xi) ch^2 \frac{\pi}{2h} \xi}{\sqrt{th^2 \frac{\pi}{2h} l - th^2 \frac{\pi}{2h} \xi}} d\xi. \quad (23)$$

В диссертационной работе проведен анализ коэффициента интенсивности напряжений K_{III} .

Следствие 1. Если $h_1 = h_2 = h$, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} не зависит от k , где $k = \mu_1 / \mu_2$. Такое же явление обнаружено в предыдущем параграфе.

2. Общий случай. Из (21) и (22) приходим к следующему интегральному уравнению Фредгольма второго рода:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^x \frac{\sigma(\tau)}{\sqrt{\tau^2 - x^2}} d\tau = \psi(x) + \int_0^l \psi(t) K_\phi(x, t) dt, \quad (24)$$

$$K_\phi(x, t) = \int_0^\infty \frac{\lambda t [cth\lambda h_2 (cth\lambda h_1 - 1) + k \cdot cth\lambda h_1 (cth\lambda h_2 - 1)]}{kcth\lambda h_1 + cth\lambda h_2} J_0(\lambda t) J_0(\lambda x) d\lambda \quad (25)$$

$$\psi(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^l \frac{f(\tau)}{\sqrt{\tau^2 - x^2}} d\tau, \quad 0 \leq x \leq l, \quad f(\tau) \in K_{1/2}]-l, l[.$$

Коэффициент интенсивности напряжений K_{III} определяется формулой:

$$K_{III} = \sqrt{\pi l} \cdot \psi(l),$$

так как $\psi(l) = f_0(l)/l$.

Пусть $\sigma(x) = \sigma_0 \equiv const$. В этом случае коэффициент интенсивности напряжений K_{III} определяется формулой:

$$K_{III} = \sigma_0 \sqrt{\pi l} \cdot \Psi \left(1, k, \frac{l}{h_2}, \frac{h_1}{h_2} \right),$$

где функция Ψ определяется из уравнения Фредгольма, записанного в безразмерном виде.

Численный анализ методом квадратур полученного уравнения Фредгольма показывает (см. рис. 5, 6):

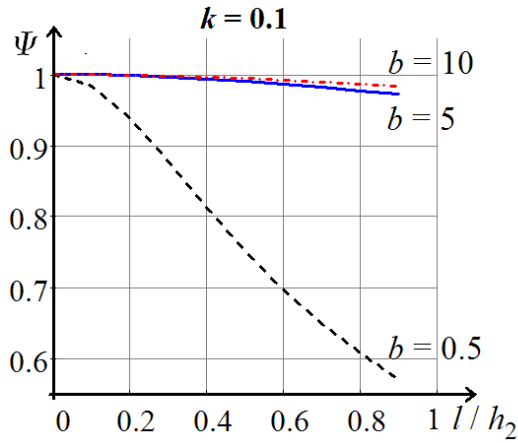


Рис. 5

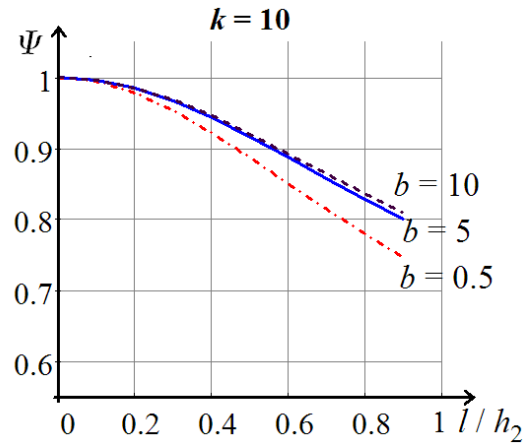


Рис. 6

1. При любом k ($0 < k \leq 10$) при фиксированном значении $\frac{l}{h_2}$ ($0 < \frac{l}{h_2} < 1$) с увеличением $b = \frac{h_1}{h_2}$ ($0 < b \leq 10$) поправочная функция $\Psi\left(1, k, \frac{l}{h_2}, \frac{h_1}{h_2}\right)$ увеличивается, причем в любом случае происходит торможение трещины.
2. Если $0 < k \leq 1$ и если $0 < b < 1$, то торможение трещины усиливается.

Эти результаты могут лежать в основе в стадии проектирования двухслойных материалов. При этом необходимо, чтобы поверхности двухслойных материалов с разными упругими свойствами с двух сторон опирались без зазора на достаточно «жесткий» материал.

Следствие 2. Если $h_1 \neq h_2$, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} зависит от k , где $k = \mu_1 / \mu_2$.

В главе IV рассматривается следующая смешанная краевая задача для трещины продольного сдвига в многослойных композитных материалах (рис.7).

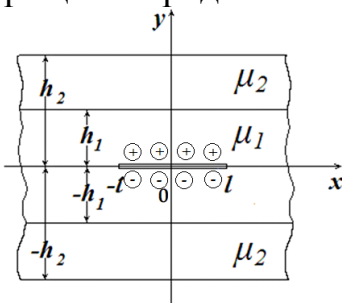


Рис. 7.

Граничные условия

$$|x| < \infty, (\sigma_{yz})_2(x, \pm h_2) = 0; \quad (26)$$

$$|x| < \infty, (\sigma_{yz})_2(x, \pm h_1 \pm 0) = (\sigma_{yz})_1(x, \pm h_1 \mp 0); \quad (27)$$

$$|x| < \infty, w_1(x, \pm h_1 \mp 0) = w_2(x, \pm h_1 \pm 0); \quad (28)$$

$$|x| \leq l, (\sigma_{yz})_1(x, \pm 0) = -\sigma(x); |x| > l, w_1(x, \pm 0) = 0. \quad (29)$$

Условия на конце трещины:

$$\lim_{x \rightarrow l-0} \left\{ \sqrt{2\pi(l-x)} (\sigma_{xz})_1(x, +0) \right\} = -K_{III} \quad (30)$$

Условия на бесконечности:

$$|x| \rightarrow \infty, |y| \leq h_2, (\sigma_{xz})_j \rightarrow 0, (\sigma_{yz})_j \rightarrow 0, w_j \rightarrow 0 \quad (j=1,2). \quad (31)$$

Здесь $\sigma(x)$ - заданная четная непрерывная функция, причем $\sigma(x) \in H^\beta[0, a]$, где $1/2 < \beta \leq 1$.

Остальные обозначения – общепринятые. Рассматриваемая задача, очевидно, симметрична относительно плоскостей $x=0$ и $y=0$. Поэтому построим решение смешанной краевой задачи (26)-(31) в области $0 \leq y \leq h_2, x \geq 0$.

Решение данной задачи строится так же, как и в третьей главе. Получено следующее сингулярное интегральное уравнение с обобщённым ядром типа Коши при $h = 0$ ($h_1 = h_2$):

$$\frac{\sigma(x)}{\mu_1} = \frac{1}{4h_1} \frac{1}{ch \frac{\pi x}{2h_1}} \int_{-l}^l f(t) \frac{2th \frac{\pi}{2h_1} t}{ch \frac{\pi}{2h_1} t \left(th^2 \frac{\pi}{2h_1} t - th^2 \frac{\pi}{2h_1} x \right)} dt. \quad (32)$$

При этом коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в силу (6) определяется так:

$$K_{III} = \sqrt{\frac{2}{h_1} th \frac{\pi l}{2h_1}} \int_0^l \frac{\sigma(t) dt}{ch \frac{\pi t}{2h_1} \sqrt{th^2 \frac{\pi l}{2h_1} - th^2 \frac{\pi t}{2h_1}}}. \quad (33)$$

Если же $h \neq 0$, приходим к следующему интегральному уравнению Фредгольма второго рода с непрерывным ядром:

$$\frac{2}{\mu_1 \pi} \int_0^x \frac{\sigma(\tau)}{\sqrt{x^2 - \tau^2}} d\tau = \psi(x) + \int_0^l \psi(t) K_\phi(x, t) dt, \quad (34)$$

$$K_\phi(x, t) = \int_0^\infty \frac{\lambda t e^{-\lambda h_1} (sh\lambda h - kch\lambda h)}{kch\lambda h \cdot ch\lambda h_1 + sh\lambda h \cdot sh\lambda h_1} J_0(\lambda t) J_0(\lambda x) d\lambda, \quad |x| \leq l. \quad (35)$$

Поскольку $\psi(l) = f_0(l)/l$, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} определяется формулой:

$$K_{III} = \sqrt{\pi l} \mu_1 \psi(l).$$

Пусть $\sigma(x) = \sigma_0 \equiv const$. Поступая точно так же, как в главе III, имеем:

$$K_{III} = \sigma_0 \sqrt{\pi l} \Psi \left(1, k, \frac{h}{h_1}, \frac{l}{h_1} \right),$$

где Ψ определяется из уравнения Фредгольма (34), записанного в безразмерном виде с левой частью, равной единице.

Численный анализ полученного таким образом уравнения Фредгольма методом квадратур показывает (см. рис. 8-10). Здесь $b = h/h_1 = h_2/h_1 - 1$.

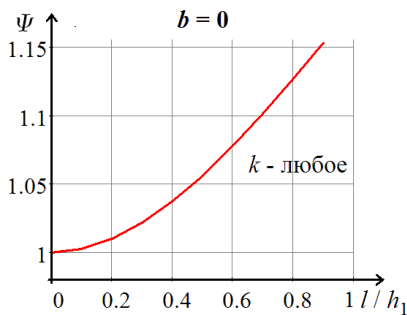


Рис.8

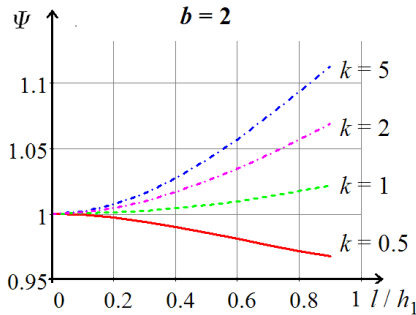


Рис.9

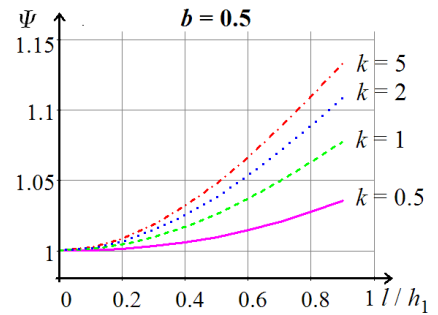


Рис.10

Влияние толщины слоев в двухслойных материалах и отношение модулей сдвига на поправочную функцию $\Psi(1, k, b, l/h_1)$ показаны на рис. 9 и рис. 10. Эти

результаты могут быть использованы при конструировании многослойных материалов, т. к. при $k < 1$ и при $b > 1$ (см. рис. 9) происходит торможение трещины продольного сдвига.

В V главе рассматривается краевая задача для трещины продольного сдвига в чередующихся слоях, на поверхности которой смещения равны нулю (см. рис. 7). Остальные условия краевой задачи (27) – (31) остаются в силе.

Поступая точно также, как в предыдущих главах при $h=0$ (т. е. $h_1=h_2$), приходим к сингулярному интегральному (особому) уравнению:

$$\frac{\sigma(x)}{\mu_1} = \frac{1}{2h_1ch^2 \left(\frac{\pi x}{2h_1}\right)^{-1}} \int_0^l f(t) \frac{th \frac{\pi t}{2h_1}}{th^2 \frac{\pi t}{2h_1} - th^2 \frac{\pi x}{2h_1}} dt \quad (36)$$

В этом случае коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в виде:

$$K_{III} = \frac{1}{ch \frac{\pi}{2h_1} l} \sqrt{\frac{2}{h_1} th \frac{\pi}{2h_1} l} \cdot \int_0^l \frac{\sigma(\xi) ch^2 \frac{\pi}{2h_1} \xi}{\sqrt{th^2 \frac{\pi}{2h_1} l - th^2 \frac{\pi}{2h_1} \xi}} d\xi$$

Если же $h \neq 0$, приходим к следующему интегральному уравнению Фредгольма второго рода с непрерывным ядром:

$$\frac{2}{\mu_1 \pi} \int_0^x \frac{\sigma(\tau)}{\sqrt{x^2 - \tau^2}} d\tau = \psi(x) + \int_0^l \psi(t) K_\phi(x, t) dt, \quad (37)$$

$$K_\phi(x, t) = \int_0^\infty \frac{\lambda t e^{-\lambda h_1} (ch\lambda h - ksh\lambda h)}{ksh\lambda h \cdot ch\lambda h_1 + ch\lambda h \cdot sh\lambda h_1} J_0(\lambda t) J_0(\lambda x) d\lambda, \quad |x| \leq l. \quad (38)$$

Поскольку $\psi(l) = f_0(l)/l$, то: $K_{III} = \sqrt{\pi l} \mu_1 \psi(l)$.

Пусть $\sigma(x) = \sigma_0 \equiv const$ и пусть $h_2 \rightarrow \infty$. В этом случае:

$$K_{III} = \sigma_0 \sqrt{\pi l} \Psi \left(1, \frac{l}{h_1}, k \right),$$

где Ψ определяется из уравнения Фредгольма (34), записанного в безразмерном виде с левой частью, равной единице.

Численный анализ полученного таким образом уравнения Фредгольма показывает (см. рис.11 и 12):

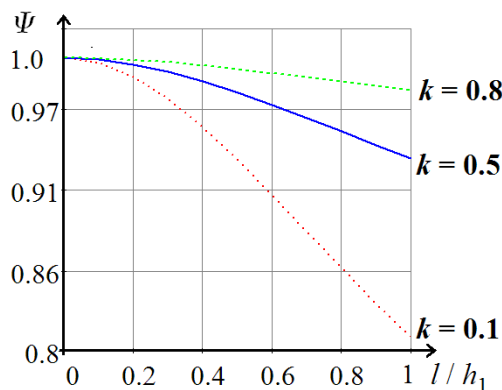


Рис. 11

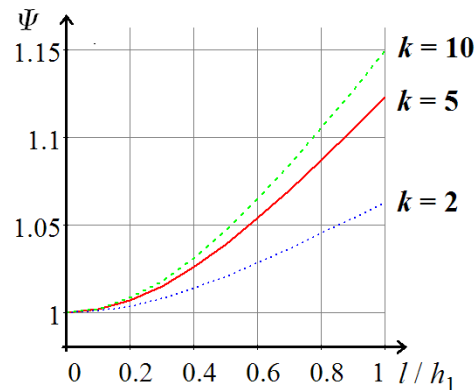


Рис. 12

1. Если $k > 1$, то поправочная функция $\Psi(1, k, l/h_1)$ возрастает с

увеличением $l/h_1 \in [0,1]$, начиная с 1.

2. Если $k > 1$, то при заданном значении l/h_1 функция $\Psi(1, k, l/h_1)$ возрастает с увеличением k .

3. Если $k < 1$, то функция $\Psi(1, k, l/h_1)$ убывает с увеличением l/h_1 , начиная с 1. Следовательно, происходит торможение трещины.

В VI главе рассматривается следующая смешанная краевая задача для трещины поперечного сдвига в упругой полосе (рис. 13):

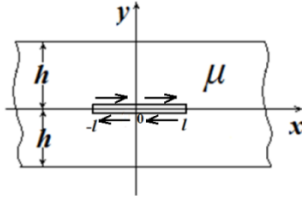


Рис. 13

Граничные условия:

$$|x| < \infty, \sigma_y(x, \pm h) = 0, \tau_{xy}(x, \pm h) = 0, |x| < \infty,$$

$$\sigma_y(x, \pm 0) = 0,$$

$$|x| < l, \tau_{xy}(x, \pm 0) = -q(x), |x| > l, u(x, 0) = 0.$$

Условия на конце трещины:

$$\lim_{x \rightarrow l-0} [\sqrt{2\pi(l-x)} \frac{\partial u(x, 0)}{\partial x}] = -\frac{(1-\nu)}{\mu} K_{II}.$$

Условия на бесконечности:

$$|y| < h, |x| \rightarrow \infty \{ \sigma_y, \sigma_x, \tau_{xy} \} \rightarrow 0, (u, v) \rightarrow 0.$$

Здесь K_{II} - коэффициент интенсивности напряжений для трещин поперечного сдвига, подлежащий определению, $q(x) \in C[-l, l]$ - заданная четная функция, причем в дальнейшем предполагается, что $q(x) \in H^\beta[-l, l]$, $0,5 < \beta \leq 1$, т.е. принадлежит классу функций Гельдера.

Методом Папковича-Нейбера и предложенным нами методом приходим к следующему сингулярному интегральному уравнению:

$$q(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \frac{f(t)}{t-x} dt + \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l f(t) K(x, t) dt, |x| \leq l,$$

$$K(x, t) = -\int_0^\infty \frac{l^{-\lambda h} sh\lambda h + \lambda^2 h^2 - \lambda h}{sh\lambda h ch\lambda h - \lambda h} \sin \lambda t \cos \lambda x d\lambda.$$

которое сводится к следующему интегральному уравнению Фредгольма второго рода с непрерывным ядром:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^x \frac{q(\tau)}{\sqrt{x^2 - \tau^2}} d\tau = \psi(x) - \int_0^l \psi(t) K_\phi(x, t) dt, \quad (39)$$

$$K_\phi(x, t) = \int_0^\infty \lambda t \left[\frac{e^{-\lambda h} sh\lambda h + \lambda^2 h^2 - \lambda h}{sh\lambda h ch\lambda h - \lambda h} \right] J_0(\lambda t) J_0(\lambda x) d\lambda, \quad (40)$$

$$\psi(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^l \frac{f(\tau) d\tau}{\sqrt{\tau^2 - x^2}}, \quad (41)$$

$$\psi(-x) = \psi(x) \in H^\beta[-l, l], f(\tau) \in K_{1/2}[-l, l], (0 \leq x \leq l).$$

При этом коэффициент интенсивности напряжений определяется формулой:

$$K_{II} = \sqrt{\pi} \frac{f_0(l)}{\sqrt{l}} = \sqrt{\pi l} \frac{f_0(l)}{l} = \sqrt{\pi l} \psi(l),$$

Пусть $q(\tau) = q_0 = const$. В этом случае коэффициент интенсивности напряжений K_{II} определяется по формуле:

$$K_{II} = q_0 \sqrt{\pi l} \Psi \left(1, \frac{l}{h} \right).$$

Функция $\Psi(1, l/h)$ определяется из решения интегрального уравнения Фредгольма (39) при $q(\tau) = q_0 = const$.

Численный анализ методом квадратур полученного таким образом уравнения показывает, что с увеличением l/h поправочная функция $\Psi(1, l/h)$ увеличивается, начиная приблизительно с 1 (см. рис. 14). График зависимости $\Psi(1, l/h)$ имеет вид (рис.14):

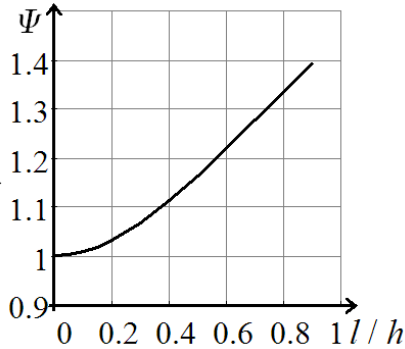


Рис. 14.

Если $h \rightarrow +\infty$, показано, что коэффициент интенсивности напряжений определяется по формуле:

$$K_{II} = \sqrt{\pi l} \frac{2}{\pi} \int_0^l \frac{q(\tau)}{\sqrt{l^2 - \tau^2}} d\tau.$$

При $q(x) = q_0 = const$ и при $h \rightarrow +\infty$ в диссертационной работе доказано:

$$v(x,0) = -\frac{(1-2\nu)q_0}{2\mu} \begin{cases} -x, & |x| \leq l, \\ -x + \sqrt{x^2 - l^2}, & x > l, \\ -x - \sqrt{x^2 - l^2}, & x < -l; \end{cases} \quad ; \quad \tau_{xy}(x,0) = -q_0 \begin{cases} 1, & |x| \leq l, \\ 1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 - l^2}}, & x > l, \\ 1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 - l^2}}, & x < -l; \end{cases}$$

$$u(x,0) = -\frac{(1-2\nu)q_0}{\mu} \sqrt{l^2 - x^2} \quad (|x| \leq l); \quad \sigma_x(x,0) = -\frac{2xq_0}{\sqrt{l^2 - x^2}} \quad (|x| < l).$$

Отсюда следует, что оба компонента вектора смещения на берегах трещины поперечного сдвига отличны от нуля. Этот результат получен впервые.

В заключении приводятся основные результаты и выводы:

1. Разработан метод и модифицирован метод В.Д. Кулиева, с помощью которых построено точное замкнутое решение новых задач линейной механики разрушения многослойных сред с трещиной продольного сдвига, находящейся параллельно поверхностям полосы.

2. Получены формулы, позволяющие исследовать комплексные влияния толщины и модулей сдвига слоев на коэффициент интенсивности напряжений K_{III} в вершине трещины продольного сдвига.

3. Впервые установлено и доказано, что, если трещина продольного сдвига находится на границе раздела двух однородных изотропных упругих полос с разными упругими свойствами и расположена параллельно поверхностям полос, то происходят следующие явления:

а. В случае, если толщины слоев равны друг другу, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} не зависит от упругих свойств полос.

б. В случае, если же толщины слоев не равны друг другу, то коэффициент интенсивности напряжений K_{III} зависит от упругих свойств полос.

4. Установлены условия, при выполнении которых происходит торможение трещины продольного сдвига в многослойных материалах при разных граничных условиях.

5. Разработанный метод позволил построить точное замкнутое решение новой задачи, когда трещина поперечного сдвига расположена посередине упругой полосы толщиной $2h$, берега которой параллельны поверхностям полосы $y = \pm h$. Определен коэффициент интенсивности напряжений K_{II} и проведен численный анализ. Показано, что, если $h \rightarrow +\infty$, то на берегах трещины поперечного сдвига оба компонента вектора смещения не равны нулю. Этот результат получен впервые. Аналогичный результат для трещины нормального разрыва получен ранее.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных ВАК Министерства науки и высшего образования Российской Федерации

1. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л. Трещина продольного сдвига, находящаяся на границе раздела двух упругих полос разной толщины. Новые явления // Вестник ЧГПУ им. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. 2015. №2 (24). С.33-49.

2. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л. Трещина продольного сдвига в многослойных композитных материалах // Вестник ЧГПУ им. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. 2015. № 3(25). С. 152-161.

3. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л. К проблеме разрушения многослойных композитных материалов // Вестник ЧГПУ им. Яковлева. Серия: механика предельного состояния. 2015. № 4 (26). С. 43–50.

4. Борисова Н.Л., Локтев А.А. Построение модели трещины поперечного сдвига для рельса // Наука и техника транспорта. 2019. №1. С. 22-27.

Публикации, индексируемые в базе данных Scopus

5. Borisova N.L., Loktev A.A. Modeling the behavior of longitudinal shear cracks in a two-layer elastic strip // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2019. Vol.537. P. 012055.

Публикации в других изданиях

6. Борисова Н.Л. Обращения особого интеграла с ядром типа Гильберта // Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты. Новосибирск: издательство ЦРНС. 2015. С. 130-134.

7. Борисова Н.Л. Разработка метода решения смешанных краевых задач для трещин продольного и поперечного сдвига в многослойном материале // Материалы Всероссийской научной школы-конференции "Механика предельного состояния и смежные вопросы», посвященной 85-летию профессора Д. Д. Ивлева (Чебоксары, 15–18 сентября 2015 г.) : в 2 ч. Ч. 2 / под ред. Н.Ф. Морозова, Б.Г. Миронова, А.В. Манжирова, Ю.Н. Радаева. – Чебоксары: Чуваш. гос. пед. ун-т. 2015. С. 189-201.

8. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Глушкова И.В. Трещина продольного сдвига в биупругой полосе, боковые поверхности которой без зазора упираются

на абсолютно жесткие тела // Наука и современность-2015. Новосибирск: издательство ЦРНС. № 35. 2015. С. 143-147.

9. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л. Напряженно-деформированное состояние биупругой полосы, боковые поверхности которой подвержены воздействию внешних нагрузок (антиплоская деформация). Новые результаты // Наука и современность-2015. Новосибирск: Издательство ЦРНС. 2015. С. 15-20.

10. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Юркова Е.А. K_α – метод и модифицированный метод Плана суммирования функциональных рядов и некоторые их применения // Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты. Новосибирск: издательство ЦРНС. 2014. С.89.

11. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Юркова Е.А. Об одном разложении функции в ряд Фурье, имеющем важное значение в механике разрушения и тригонометрии // Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты. Новосибирск: издательство ЦРНС. 2014. С.104.

12. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Юркова Е.А. Регуляризация начальных условий задачи термоупругости К-класса прямоугольника // Наука и современность-2014. Новосибирск: издательство ЦРНС. 2014. С.192-198.

13. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Алексеева Т.Н. Воздействие температуры на распределение напряжений в двухслойных материалах с трещиной // Поколение будущего: Взгляд молодых ученых - 2013. Материалы 2-й Международной молодежной научной конференции (13-15 ноября 2013 года) в 6 томах; т. 5; Юго-Зап. Гос. Ун-т; Курск. 2013. С. 289-292.

14. Кулиев В.Д., Борисова Н.Л., Остапенко Е.С. K_α – метод суммирования в теории расходящихся рядов // Наука и современность-2013. Новосибирск: издательство ЦРНС. 2013. С. 38.

15. Борисова Н.Л., Локтев А.А. Моделирование трещины поперечного сдвига на поверхности катания рельса // Внедрение современных конструкций и передовых технологий в путевое хозяйство. 2018. Т. 13. № 13 (13). С. 80-84.

16. Kuliev V.D., Izmailova N.V., Borisova N.L. On the problem of the destruction bi-elastic media with longitudinal shear crack at the interface // Australian journal of scientific research, Adelaide University Press. Adelaide. 2014. № 1 (5). V.4. P. 149–160.