



ВЕСТНИК ПНИПУ. МЕХАНИКА

№ 4, 2015

PNRPU MECHANICS BULLETIN

<http://vestnik.pstu.ru/mechanics/about/inf/>



DOI: 10.15593/perm.mech/2015.4.09

УДК 539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МИКРОТРЕЩИНЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ МЕТАЛЛЕ

К.В. Кукуджанов

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,
Москва, Россия

О СТАТЬЕ

Получена: 6 августа 2015 г.

Принята: 8 ноября 2015 г.

Опубликована: 25 декабря 2015 г.

Ключевые слова:

электропластичность, численное моделирование, микродефекты, высокоэнергетическое электромагнитное поле, воздействие импульсом тока, локализация, фазовые переходы, плавление, испарение

АННОТАЦИЯ

Статья посвящена изучению электропластического эффекта с точки зрения гипотезы о заживлении дефектов в материале под воздействием высокоэнергетического импульсного электромагнитного поля. Рассматриваются процессы, протекающие в материале при обработке металлических образцов кратковременными импульсами электрического тока большой плотности. Изучаются изменения электрического, температурного полей, напряженно-деформированного состояния и фазовые трансформации в окрестности микродефектов с линейными размерами порядка 10 мкм. Такие дефекты всегда имеются между зернами в поликристаллическом металле после отливки или возникают в нем в процессе его деформирования при технологической обработке.

Предлагается связанная квазистационарная модель кратковременного воздействия интенсивным электромагнитным полем на предварительно поврежденный упругопластический материал с упорядоченной системой дефектов. Модель учитывает плавление и испарение металла, а также зависимость всех его физико-механических свойств от температуры. Решение получающейся системы уравнений ищется численно методом конечных элементов на подвижных сетках с использованием смешанного эйлера-лагранжева метода. Краевая задача решается для представительного элемента материала с микродефектом в случае плоской деформации. Рассматриваются микродефекты в форме плоских трещин с закругленными кончиками.

Наличие микротрещин приводит к неоднородности всех изучаемых физических полей в материале. Моделирование показало, что в окрестности микродефектов возникают высокие значения плотности тока с большими градиентами поля. Это вызывает быстрый локальный нагрев в окрестности кончика микротрещины, сопровождаемый тепловым расширением, а впоследствии и плавлением материала. Неоднородный нагрев приводит к большим сжимающим напряжениям и интенсивному пластическому течению материала в окрестности микротрещины. Возникающее при этом поле напряжений вызывает не только смыкание берегов микротрещины, но и уменьшение ее длины и выброс металла в трещину. Выброс металла происходит посредством формирования струи расплавленного материала, направленной внутрь трещины. Эти процессы могут сопровождаться не только

плавлением в окрестности кончика, но и испарением металла в трещину для микротрещин, расположенных вблизи внешних границ образца.

Одновременное уменьшение длины, выброс расплавленного металла внутрь трещины и смыкание берегов приводит к тому, что берега трещины начинают контактировать со струей материала и в конце этого процесса струя оказывается полностью зажатай берегами трещины. Происходит сварка трещины и заживление микродефекта.

© ПНИПУ

MODELING THE TREATMENT OF HIGH-ENERGY PULSED ELECTROMAGNETIC FIELD OF THE MICRO-CRACKS IN A POLYCRYSTALLINE METAL

K.V. Kukudzhanov

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

ARTICLE INFO

Received: 6 August 2015
Accepted: 8 November 2015
Published: 25 December 2015

Keywords:

electroplasticity,
numerical modeling,
micro-defects, high-energy
electromagnetic fields,
electropulsing treatment,
localization, phase transitions,
melting, evaporation

ABSTRACT

The paper studies electroplastic effect in terms of the hypothesis of the healing of defects in the material under the influence of high-energy pulsed electromagnetic fields. The processes occurring in the metallic samples under the impact of electrical current of high density are considered. The electric, temperature fields, stress-strain state and phase transformations in the vicinity of micro-defects with line size 10 microns are studied. Such defects are always present between the grains in a polycrystalline metal after metallurgical casting or appear in it during its deformation under processing.

The coupled quasi-stationary model of the impact of high-energy electromagnetic field on the pre-damaged electroplastic material with an ordered system defects are proposed. The model accounts for melting and evaporation of the metal and the dependence of its physical and mechanical properties on the temperature. The problem is solved numerically by finite elements method with adaptive mesh using on the base of alternative Euler-Lagrange's method. The boundary value problem is solved for a representative element material with a micro-defect in the case of plane strain. The micro-defects in the form of flat cracks with rounded tips are considered.

The presence of micro-cracks leads to inhomogeneous physical and mechanical fields in the material. Numerical modeling has shown that in the vicinity of the micro-defects intensive electromagnetic field and current with large fields gradients arise. This causes rapid local heating in the vicinity of the tip of the micro-crack, followed by thermal expansion of metal, and subsequently melting the material. The inhomogeneous heating results in a high compressive stresses and intense plastic flow of the material in the vicinity of micro-crack. The resulting stress field is not only closing the shores of micro-crack, but also reducing its length and ejecting the metal into the crack. Ejection occurs through the formation of the metal jet of molten metal directed into the crack. These processes may be accompanied not only by melting in the vicinity of the tip, but also evaporation of the metal to crack for the micro-cracks located near the outer boundaries of the sample.

The simultaneous reduction in the length, the ejection of the molten metal into the cracks and closing of micro-crack shores leads to the fact that the shores of the crack come into contact with the jet stream and finally the jet material completely jams shores cracks. It is the welding of the crack and healing of the micro-defects which takes place.

© PNRPU

Введение

Энергия электромагнитного поля достаточно давно используется в процессе обработки материалов давлением. Индукционный или контактный разогрев (за счет диссипации электромагнитной энергии) заготовки электрическим током небольшой плотности $j \approx 10^6 \text{ A/m}^2$ и большим временем воздействия $\tau \approx 10^3 \text{ с}$ является хорошо изученным технологическим способом обработки металлов и сплавов, аналогичным отжигу. Данное воздействие приводит к равномерному по объему (интегральному) разогреву материала

до температуры, сравнимой с температурой плавления (как правило, $T \geq 0,6T_{melt}$), и как следствие к уменьшению абсолютных значений его механических характеристик, в том числе предела текучести, что облегчает инструментальную обработку нагретой заготовки. Если же воздействие электромагнитным полем на проводящий материал сделать интенсивным и кратковременным, подвергнув его импульсному воздействию тока плотностью $j \approx 10^9 \text{ А/м}^2$ и временем действия $\tau \approx 10^{-4} \text{ с}$, то температура заготовки после такого воздействия, измеренная на ее поверхности, изменится не более чем на несколько десятков градусов (в зависимости от параметров воздействия и свойств материала). Между тем при таком воздействии упругие свойства материала практически не изменятся (в отличие от интегрального разогрева), в то время как его пластические свойства существенно улучшатся, а именно: предел текучести уменьшится, а пластические деформации при разрушении существенно увеличатся (от нескольких десятков до сотни процентов для разных материалов и сплавов [1–5, 7–9, 11]). При этом материал сохраняет эти улучшенные пластические свойства в течение всего времени после окончания действия тока, а не только во время или сразу после его действия (когда заготовка разогрета), что позволяет применять данный эффект при производстве как одновременно с механической обработкой, так и при чередовании электрического и механического воздействий. Это явление было названо *электропластическим эффектом*. Принципиальным отличием этого эффекта от интегрального разогрева (а также от отжига) является то обстоятельство, что при его реализации увеличение предельной пластической деформации происходит за счет иных механизмов воздействия электромагнитного поля, нежели при интегральном разогреве [1–6, 10–11, 14, 20–26].

Данный эффект получил широкое использование в промышленности, в особенности при технологической обработке труднодеформируемых материалов: высокопрочных сталей, сплавов на основе титана, вольфрама, магния, проводящих композитов, керамик и др.

Но несмотря на широкое использование в промышленности, до сих пор отсутствует единое мнение о природе этого явления, а дискуссия о его фундаментальных основах и физическом механизме еще продолжается [1–11, 14, 20–27].

Не останавливаясь подробно на гипотезах, объясняющих электропластический эффект на основе представлений физики твердого тела применительно к монокристаллическим металлам [1–2, 5, 10–11], заметим, что они не позволяют объяснить наблюдаемую высокую пластичность материала после снятия электромагнитного поля, а также не согласуются с другими экспериментальными данными [3–4, 21–22]. Кроме того, применение этих моделей к поликристаллическим металлам (из которых изготавливается подавляющее большинство деталей и элементов конструкций) вызывает вопросы, в том числе потому, что механизм пластичности таких металлов не ограничивается кинетикой дислокаций, а напротив, в значительной степени обусловлен взаимным перемещением и поворотом зерен, и разрушение при пластическом деформировании происходит посредством зарождения и роста дефектов по их границам [25].

Одним из объяснений электропластического эффекта является гипотеза о залечивании (изменении) дефектов в материале под действием электромагнитного поля [3–4, 20–27]. В данных работах под залечиванием понималось как возникновение сжимающих напряжений в кончиках трещин, так и сближение берегов трещин, сопровождаемое выплавлением кратеров (пор) в кончиках. Что создавало препятствия для дальнейшего развития трещин в материале.

Дефектами в поликристаллических металлах являются межзеренные микродефекты, образуемые поверхностями соседних зерен (монокристаллов), а также мезо- и макродефекты. Последние чаще всего образуются при деформировании материала в процессе его инструментальной обработки. Напротив, микродефекты с линейными размерами от нескольких микрон до 50 мкм могут исходно иметься в недеформированном материале, образовавшись, например, при отливке. Наиболее опасными из микродефектов с точки зрения разрушения являются плоские микротрещины.

Наличие дефектов в материале приводит к локализации (концентрации) электрического поля в их окрестности, что вызывает локально неоднородное распределение температуры в материале вследствие повышенной диссипации электромагнитной энергии в области дефектов, главным образом в их острых кончиках.

Наличие неоднородности в неограниченной проводящей среде, являющееся причиной концентрации электрического поля в ее окрестности, обращало на себя внимание достаточно давно. В работе [15] приводится решение задачи определения электростатического поля вокруг проводящего эллипсоида во внешнем однородном поле (при этом необходимо учесть формальную аналогию уравнений электростатического поля в диэлектриках и распределение стационарного тока в неограниченной проводящей среде). Однако это обстоятельство использовалось для объяснения торможения короткими импульсами тока большой плотности трещин, распространяющихся в кремнистом железе, позднее в работе [12]. При этом проведенные эксперименты показали, что при воздействиях тока на макротрещины в черных и цветных металлах в окрестности их кончиков наблюдалось резкое повышение температуры, сопровождаемое плавлением и испарением материала, а также микровзрывом с образованием кратера [12–13].

Упругая задача о воздействии на дискообразную трещину (математический разрез) в неограниченной проводящей среде однородным вдали от нее полем тока, перпендикулярным ее плоскости (в предположении малости плотности приложенного тока и стационарности возмущения поля температуры, описываемого уравнением стационарной теплопроводности), решалась аналитически в работах [16–17]. В результате получалось, что ток на контуре трещины неограниченно возрастал и в его окрестности происходил разогрев. Температура области в центре трещины оказывалась пониженной (примерно в 2 раза ниже, чем в области ее контура). Это вызывало возникновение в центре трещины растягивающих напряжений, раскрывающих трещину. Однако в работе [16] делалось предположение о возможности противоположного эффекта, и именно при большой плотности тока и нестационарной теплопроводности температура в кончике трещины может оказаться достаточной, чтобы смыкание берегов трещины сопровождалось ее залечиванием.

Задачи о воздействии на мгновенно образующиеся полубесконечную и конечную трещины (в виде математических разрезов) в неограниченной проводящей упругой пластине коротким импульсом тока, перпендикулярным ее плоскости, решались аналитически при ряде упрощающих предположений в работах [18–19]. Поле температуры описывалось уравнением нестационарной теплопроводности с мгновенными точечными источниками в кончиках трещин. В кончиках плотность тока неограниченно возрастала, температура повышалась, а нормальные температурные напряжения в кончиках получались сжимающими, препятствуя развитию трещин. Однако плавление в кончике трещины начиналось только при $\mathbf{j} \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$ и $\tau \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, что не соответствовало экспериментальным данным [12–13]. Напротив, скорость нагрева и градиенты температуры в ок-

рестности кончика трещины, получающиеся по модели, оказывались существенно меньше наблюдаемых в этих экспериментах.

В работах [20–22] аналитически решались задачи о воздействии на трещину (математический разрез) в неограниченной проводящей упругой среде током, перпендикулярным ее плоскости (плоская деформация). Как и в работах [16–19], считалось, что действие тока на материал связано лишь с выделением джоулева тепла. Решение искалось в предположении, что воздействие короткого импульса тока можно моделировать действием мгновенных точечных источников тепла, помещенных в кончиках трещины (поле температуры описывалось уравнением нестационарной теплопроводности). Вычисленный коэффициент интенсивности напряжений оказывался отрицательным, что свидетельствовало о наличии в кончиках трещин сжимающих напряжений, нормальных к плоскости трещины. Кроме того, в данных работах [20–22] было проведено фундаментальное аналитическое исследование остаточных напряжений в неограниченной жесткопластической среде, возникающих в результате действия различных источников тепла, которыми моделировалось воздействие дефекта на напряженно-деформированное состояние в материале.

В работах [23–24, 26] предложена квазистационарная модель электротермопластического деформирования материала и поэтапный численный метод решения получающейся системы уравнений (решение термомеханической задачи строилось на основе решения электротермической). Решены плоские задачи деформирования репрезентативных элементов и образцов материала, содержащих соответственно единичные мезо- и макродефекты (в виде плоских трещин с закругленными вершинами и круговых пор) и их упорядоченную совокупность при различных режимах электродинамического и термомеханического нагружений. Показано, что вблизи макротрещин и макропор возникает неоднородное температурное поле с локализацией температуры, которая достигает температуры плавления в окрестности вершин макротрещин (на краях макропор плавления не наблюдалось). Возникающие в окрестности трещин сжимающие напряжения приводили не просто к торможению трещины, но и к сближению ее берегов (частичному закрытию дефекта). Однако данная модель, как и модели [18–22], позволяла только качественно описать процесс нагрева и деформирования: скорость нагрева, градиенты температуры, время начала плавления в окрестности кончика трещины, получающиеся по модели, не соответствовали наблюдаемым в эксперименте [12–13].

В вышеупомянутых работах [16–24, 26] напряженно-деформированное состояние, возникающее в результате действия тока, считалось квазистационарным, кроме того, предполагалась справедливость закона теплопроводности Фурье. Оба эти предположения опущены в работе [27], в которой предлагались динамическая модель электротермопластического деформирования и поэтапный численный метод решения получающейся системы уравнений с целью исследования быстропротекающих процессов, происходящих на уровне микродефектов при коротких временах воздействия (10^{-5} – 10^{-4} с) электромагнитным полем на материал с учетом его фазовых превращений (плавления и испарения). Показано, что в окрестности микротрещин с закругленными кончиками возникают большие градиенты электромагнитного поля и плотности тока, что приводит к интенсивному нагреву, плавлению и испарению металла в их кончиках. Под действием возникающих температурных напряжений расплавленный материал стремился вытечь в трещину. Аналогично квазистатике в нестационарной волновой постановке берега микротрещины также сближались. Эти процессы согласовывались с наблюдаемыми в экспериментах [12–14] и приводили к торможению распространения микротрещин.

В силу математических сложностей при аналитическом решении электротермоупругой и численном решении электротермоупругопластической (с учетом конечных деформаций) задач ни одна из моделей [16–24, 26–27] не позволяла последовательно проследить влияние напряженно-деформированного состояния в окрестности дефекта на электрическое и температурное поля и взаимосвязанно исследовать весь процесс эволюции дефектов под воздействием импульса тока. Кроме того, ни одна из этих моделей (за исключением [27]) не учитывала зависимость физико-механических свойств металла от температуры и изменений агрегатного состояния вещества в процессе деформирования. Между тем, как показано в [3–4, 12–13], абсолютные значения температуры, полученные в экспериментах, очень велики, они заведомо превышают температуру плавления и достигают температуры испарения металла. Не учитывать при таких условиях зависимости свойств металла от температуры, а также изменений агрегатного состояния вещества невозможно.

Для устранения этих недостатков здесь предлагается квазистационарная модель воздействия высокоэнергетическим короткоимпульсным электромагнитным полем на микротрещины в металле и численный метод решения получающейся системы уравнений. На основе построенной модели решается задача о кратковременном воздействии электрического тока на плоские микротрещины с закругленными кончиками. Изучаются изменения электромагнитного, температурного полей, агрегатного и напряженно-деформированного состояний в окрестности микротрещин. Исследование этих процессов позволит глубже понять механизм электропластического эффекта с точки зрения гипотезы о залечивании дефектов и приблизиться к объяснению экспериментально наблюдаемых изменений пластических свойств металлов.

1. Постановка задачи и основные уравнения модели

Рассматривается токопроводящий материал с упорядоченной структурой дефектов, который состоит из периодически распределенных представительных элементов, как показано на рис. 1, *б*, содержащих дефекты типа плоских микротрещин с закругленными кончиками. Материал подвергается воздействию короткоимпульсного высокоэнергетического электромагнитного поля определенной интенсивности (плотность тока от 10^8 до 10^{10} А/м² и продолжительностью 10^{-5} – 10^{-4} с). Решение ищется для представительного элемента материала, показанного на рис. 1, *а*.

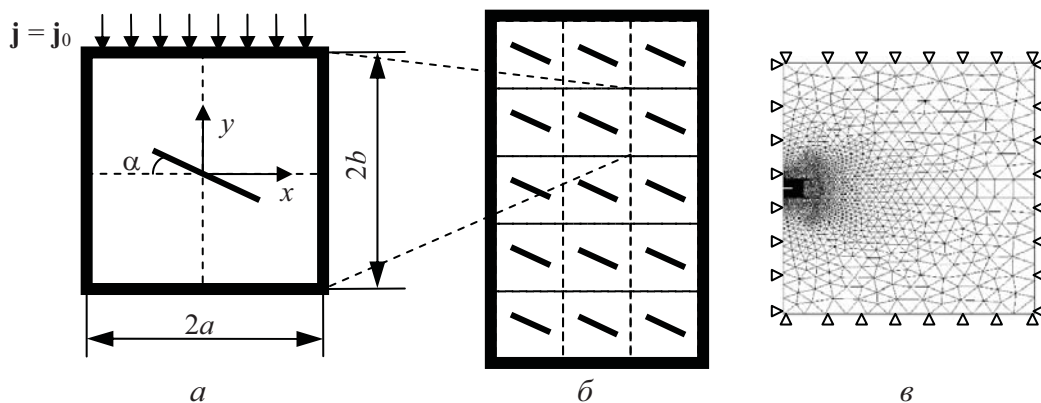


Рис. 1. Периодически распределенные: *а* – представительный элемент (стрелками показано направление вектора плотности тока на границе); *б* – упорядоченная структура дефектов; *в* – конечно-элементная сетка в области интегрирования для горизонтальной микротрещины

При этом ставится задача исследовать процессы изменения электрического и температурного полей в материале и их влияние на фазовые трансформации и напряженно-деформированное состояние в окрестности микродефектов.

Для решения поставленной задачи предлагается квазистационарная модель воздействия электромагнитного поля на предварительно поврежденный материал с дефектами. Решение получающейся системы уравнений ищется методом конечных элементов.

Для получения электрического потенциала в проводящем материале используется закон сохранения заряда в предположении, что ток в образце является установившимся, а также закон Ома [15]:

$$\int_S \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V r_c dV, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \sigma^E(T) \mathbf{E} = -\sigma^E(T) \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{x}}, \quad (2)$$

где V – произвольный объем, ограниченный кусочно-гладкой поверхностью S ; \mathbf{n} – внешняя нормаль к S ; \mathbf{j} – плотность тока и r_c – внутренний объемный источник тока на единицу объема; $\mathbf{E}(x)$ – интенсивность электрического поля, определенная как отрицательный градиент электрического потенциала $\mathbf{E} = -\partial\varphi/\partial\mathbf{x}$; φ – электрический потенциал; $\sigma^E(T)$ – матрица электропроводности; T – температура.

Из (1), воспользовавшись теоремой Гаусса–Остроградского и произвольностью объема V , получаем соответствующее дифференциальное уравнение, которое можно записать в слабой форме Бубнова–Галеркина. После чего, интегрируя последнее по частям и используя (2), получаем основное уравнение конечно-элементной модели для электрического потенциала

$$\int_V \frac{\partial \delta \varphi}{\partial \mathbf{x}} \sigma^E \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{x}} dV = \int_S \delta \varphi j dS + \int_V \delta \varphi r_c dV, \quad (3)$$

где $j = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}$ – плотность тока по нормали к поверхности S ; $\delta \varphi$ – вариации электрического потенциала удовлетворяющие граничным условиям задачи. В дальнейшем в расчетах полагаем $r_c = 0$.

Поле перемещений \mathbf{u} определяется из принципа виртуальной работы [28]:

$$\int_V \boldsymbol{\sigma} : \delta \boldsymbol{\varepsilon} dV = \int_S \mathbf{t} \cdot \delta \mathbf{u} dS + \int_V \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{u} dV, \quad (4)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ – тензор напряжений; $\boldsymbol{\varepsilon}$ – тензор полных деформаций; \mathbf{f} – вектор объемных сил, \mathbf{t} – вектор поверхностных сил; $\delta \mathbf{u}$ и $\delta \boldsymbol{\varepsilon}$ – вариация перемещений и соответствующих им полных деформаций.

Перемещения предполагаются конечными. Принимается аддитивность скоростей упругих $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{el}$, пластических $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{pl}$ и температурных $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th}$ деформаций:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{el} + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{pl} + \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{th}. \quad (5)$$

Уравнение (5) справедливо в предположении, что упругие и температурные деформации малы [31–33], в то время как пластические деформации конечны. Это предположение выполняется с хорошей точностью для металлов и их сплавов. При этом упругий от-

клик материала можно считать линейным без потери точности. Для скоростей упругих и пластических деформаций полагается справедливым соответственно закон Гука для изотропного тела и ассоциированный закон течения с условием пластичности Мизеса:

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\sigma}} &= \lambda(T) \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\text{el}} : \mathbf{I} + 2\mu(T) \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\text{el}}, \\ \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\text{pl}} &= \dot{\lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \dot{\lambda} \mathbf{s}, \quad \bar{\sigma} = \sigma_Y(T), \quad \bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2} \mathbf{s} : \mathbf{s}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\lambda(T)$, $\mu(T)$ – упругие модули Ламе; $\sigma_Y(T)$ – предел текучести; \mathbf{s} – девиатор тензора напряжений; \mathbf{I} – единичный тензор. Температурная деформация в дифференциальной форме принимается в виде

$$d\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{th}} = \alpha(T) \mathbf{I} dT, \quad (7)$$

где $\alpha(T)$ – коэффициент термического расширения.

Для получения поля температур используется закон сохранения энергии [29]:

$$\int_V \rho \dot{U} dV = \int_S q dS + \int_V r dV, \quad (8)$$

где ρ – плотность; \dot{U} – материальная производная внутренней энергии; q – поток тепла на единицу площади по нормали к поверхности S ; r – удельная мощность объемных источников тепла.

Поскольку время электромагнитного воздействия на материал составляет 10^{-5} – 10^{-4} с, теплопроводностью следует пренебречь и считать процесс адиабатическим. При этом необходимо обратить внимание на следующие экспериментальные данные. Согласно экспериментам [12–13] градиенты температуры, измеряемые в окрестности трещины при воздействии на нее короткими импульсами тока, оказываются очень большими, превышая 10^7 °C/м. При таких значениях $\text{grad } T$ закон теплопроводности Фурье не выполняется [34–35]. Кроме того, в работах [36–37] показано, что для различных металлов имеется хорошее согласие между увеличением температуры, измеренным в экспериментах в различных местах образцов при воздействии импульсом тока и вычисленным в результате выделения джоулева тепла при условии адиабатичности. В связи с этим, применив к уравнению (8) теорему Гаусса–Остроградского, получим эволюционное уравнение для температуры:

$$\rho(T) c(T) \dot{T} = r^E + r^{\text{pl}} + r^{\text{melt}} + r^{\text{evap}}, \quad (9)$$

где c – удельная теплоемкость; \dot{T} – материальная производная температуры; r^k – тепло, выделяемое в единице объема в текущей конфигурации тела за единицу времени, $k = E, \text{pl}, \text{melt}, \text{evap}$, где r^E – тепло, выделяемое за счёт протекания электрического тока; r^{pl} – тепло, выделяемое при пластическом деформировании; r^{melt} – тепло, поглощаемое в процессе плавления; r^{evap} – тепло, поглощаемое в процессе испарения.

Тепловая энергия на единицу объема в текущей конфигурации тела в единицу времени, выделяемая за счет диссипации электромагнитной энергии при протекании тока в проводнике, определяется законом Джоуля–Ленца и принимается в виде

$$r^E = \eta^E \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \eta^E \nabla \varphi \cdot \boldsymbol{\sigma}^E \cdot \nabla \varphi, \quad (10)$$

где η^E – эмпирический коэффициент, который определяется как доля мощности электрического тока в единице объема, рассеявшейся в тепло. Данный коэффициент в модели считается постоянным (в приведенных расчетах $\eta^E = 1$ [38]).

Вследствие пластической деформации в адиабатических условиях большая часть пластической работы рассеивается в тепло. Модель предполагает, что пластическое деформирование приводит к выделению тепла в единице объема тела за единицу времени:

$$r^{pl} = \eta^{pl} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{pl}, \quad (11)$$

где η^{pl} – эмпирический коэффициент, который определяется как доля пластической мощности в единице объема, рассеявшейся в тепло. Данный коэффициент в модели считается постоянным ($\eta^{pl} = 0,9$) [39].

Как уже говорилось, температура в рассматриваемых процессах изменяется в диапазоне от комнатной до температуры испарения металла. Не учитывать в такой ситуации зависимости свойств материала от температуры невозможно. Поэтому в предлагаемой модели все физико-механические характеристики материала (плотность, удельная теплоемкость, электропроводность, коэффициент температурного расширения, упругие модули, предел текучести и т.д.), входящие в вышеприведенные уравнения, зависят от температуры.

Области, в которых происходили фазовые превращения (плавление и испарение материала) определялись следующим образом.

Считалось, что материал начинает плавиться в момент времени t_s при достижении в точке температуры $T \geq T_{melt}$, где T_{melt} – температура плавления материала. Начиная с этого момента в данной точке (объеме среды) одновременно находилось две фазы (твердая и жидкая) [30]. Это продолжается до тех пор, пока данный объем среды не получит в момент времени t_1 количество тепла $\rho \Lambda_{melt} dV$, где Λ_{melt} – скрытая теплота плавления. В этот момент времени t_1 твердая фаза полностью перейдет в жидкую. Температура в данной точке среды остается постоянной в период времени $t_s \leq t \leq t_1$:

$$T = T_{melt}, \quad t_s \leq t \leq t_1. \quad (12)$$

Момент времени t_1 , когда материал полностью расплавится, определяется уравнением

$$\int_{t_s}^{t_1} (r^E + r^{pl}) dt = \rho \Lambda_{melt}. \quad (13)$$

В точках, где материал расплавился, происходило резкое изменение всех физических свойств материала: электропроводности, теплоемкости, плотности, коэффициента линейного расширения и всех прочих механических характеристик материала. Такое изменение свойств материала соответствует имеющимся экспериментальным данным [40–42]. На рис. 2 представлены данные об изменениях некоторых из этих характеристик в зависимости от температуры для цинка.

Таким образом, в рамках предлагаемой модели при достижении температуры плавления материал не теряет способности проводить электрический ток (рис. 2, а), и происходит дальнейшее нагревание расплава. Происходит падение упругих модулей, предела текучести (рис. 2, б, в), а также коэффициента термического расширения, при этом дальнейшее поведение материала описывается определяющими уравнениями (5)–(7).

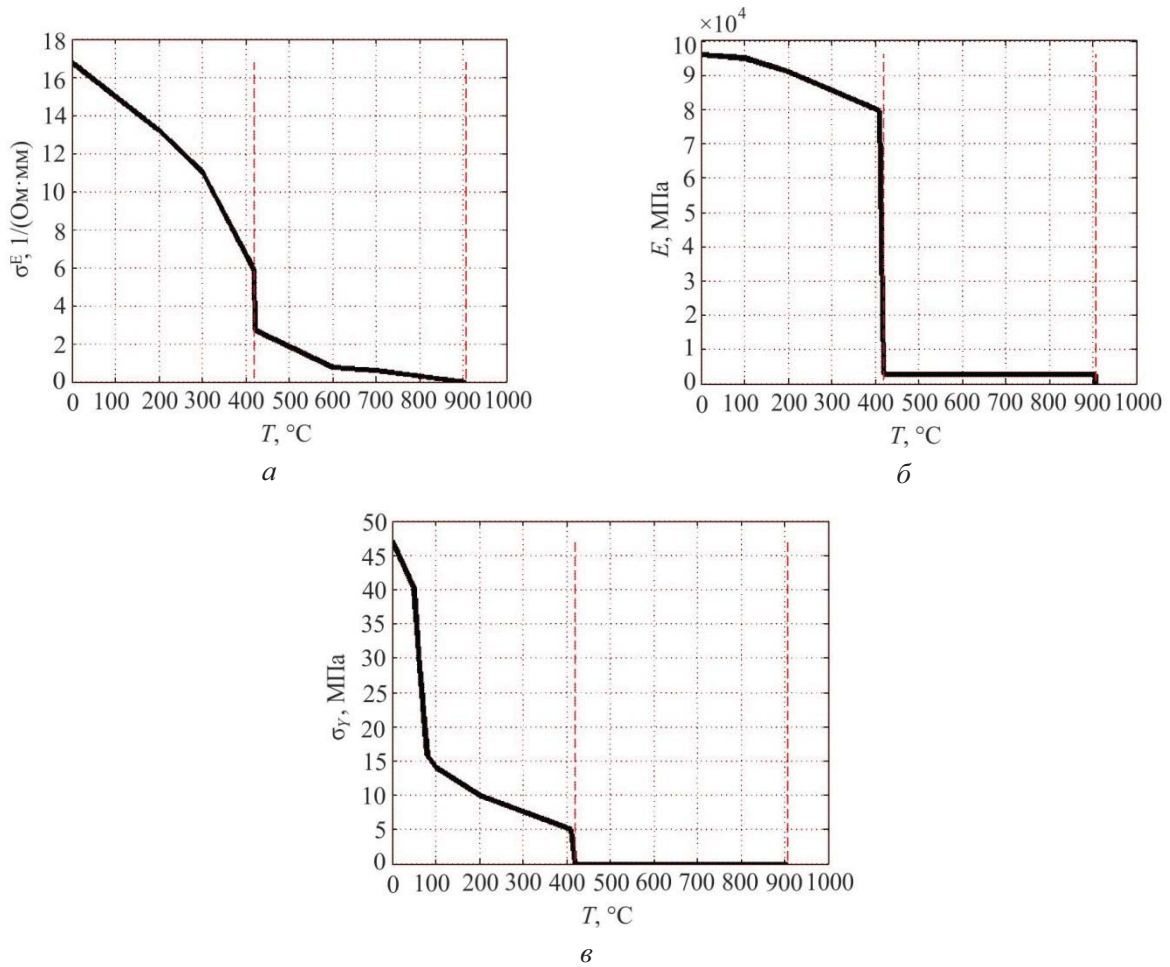


Рис. 2. Зависимости (а) электропроводности σ^E ; (б) модуля Юнга E ; (в) предела текучести σ_Y от температуры T (вертикальными штриховыми линиями отмечены температуры плавления $T_{\text{melt}} = 419^\circ\text{C}$ и испарения $T_{\text{evap}} = 906^\circ\text{C}$)

Считалось, что материал начинает испаряться в момент времени t_{el} при достижении в точке температуры $T \geq T_{\text{evap}}$, где T_{evap} – температура испарения материала. Начиная с этого момента в данной точке (объеме среды) одновременно находилось две фазы (жидкая и газообразная). Аналогично плавлению при испарении температура в данной точке среды остается постоянной в течение периода времени $t_{\text{el}} \leq t \leq t_{\text{ev}}$:

$$T = T_{\text{evap}}, \quad t_{\text{el}} \leq t \leq t_{\text{ev}}. \quad (14)$$

Момент времени t_{ev} , когда материал полностью испарится (жидкая фаза в точке среды полностью перейдет в газообразную), определяется уравнением

$$\int_{t_{\text{el}}}^{t_{\text{ev}}} (r_e + r_{\text{pl}}) dt = \rho \Lambda_{\text{evap}}, \quad (15)$$

где Λ_{evap} – скрытая теплота испарения. В точках, где материал полностью испарился, во все последующие моменты времени полагалось: плотность тока $j = 0$, тензор напряжений $\sigma = 0$, температура постоянной $T = T_{\text{evap}}$. Таким образом, в рамках предлагаемой модели при достижении температуры испарения материал теряет способность проводить

электрический ток, его дальнейшего нагревания не происходит. Считается, что испарение металла в трещину происходит с такой же скоростью, что и в вакуум, равной скорости звука. При этом он утрачивает свойства вязкой жидкости и рассматривается как разреженный газ.

В силу симметрии область интегрирования полагалась равной половине представительного объема (для горизонтальных микротрещин) с граничными условиями для плоской деформации:

$$j_y(x, b) = j_0, \quad j_y(x, -b) = j_0, \quad j_x(x, b) = j_x(x, -b) = 0, \\ \partial\varphi / \partial x|_{x=0} = \partial\varphi / \partial x|_{x=a} = 0. \quad (16)$$

$$x = 0: \quad u_x = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \quad y = \pm b: \quad u_y = 0, \quad \sigma_{xy} = 0. \quad (17)$$

$$x = a: \quad u_x = 0, \quad \sigma_{xy} = 0 \quad \text{или} \quad x = a: \quad \sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0. \quad (18)$$

Трещина не проводила ток, поэтому нормальная производная потенциала на ее границе полагалась равной нулю. Поверхность трещины принималась свободной от напряжений. Начальные поля температуры, перемещений и электрического потенциала полагались однородными ($T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $\mathbf{u}_0 = 0$, $\varphi_0 = 0$).

Уравнения (2)–(7), (9)–(15) образуют полную систему уравнений электротермомеханической задачи. Все уравнения системы связаны и решаются численно совместно (в отличие от моделей [23–24, 26–27], в которых решение термомеханической задачи искалось на основе решения термоэлектрической). Температура T не является степенью свободы задачи, она вычисляется из уравнений (9)–(15), которые решаются непосредственно в каждой точке интегрирования с использованием аппроксимации производной температуры обратной разностью по времени. Связанная нелинейная система уравнений (2)–(7) вместе с граничными условиями образуют краевую задачу, которая решается методом конечных элементов относительно вектора перемещений \mathbf{u} и электрического потенциала φ на каждом временном шаге. Расчеты проводились для плоской деформации с использованием линейных четырехузловых изопараметрических конечных элементов. Перестройка сетки осуществлялась на основе смешанного эйлера-лагранжева метода.

2. Результаты численного моделирования

Расчеты выполнялись на основе вычислительного пакета АСТРА, разработанного под руководством проф. Н.Г. Бураго в лаборатории моделирования в МДТТ ИПМех РАН.

Плотность тока на границе представительного элемента была постоянной в течение всего времени действия электромагнитного импульса τ_0 . Для всех микротрещин начальное расстояние между берегами принималось равным 1 мкм, а радиус кривизны – 0,5 мкм. Размеры представительного элемента $a = 120$ мкм, $b = 80$ мкм. Моделирование проводилось для образцов из цинка.

Расчеты по предлагаемой модели показывают, что при пропускании электрического тока через образец с дефектами (рис. 1) в окрестности дефектов в виде плоских трещин возникают большие градиенты электрического поля, приводящие к значительному увеличению плотности тока в окрестности кончиков трещин по сравнению с плотностью тока, приложенного к образцу. Вдали от дефекта на расстояниях порядка длины микротрещи-

ны поле плотности тока оказывается слабозмущенным (плотность тока близка к плотности приложенного тока, как в образце без дефектов). От концентрации (локализации) электромагнитного поля зависят процессы нагрева, фазовых переходов и деформирования в окрестности дефектов. В качестве показателя концентрации поля можно выбрать абсолютную величину максимальной плотности тока.

На рис. 3, а показана зависимость максимальной плотности тока j в кончике плоской микротрещины от ее длины l_0 (при постоянном количестве дефектов в образце). На рис. 3, б показана зависимость максимальной плотности тока j (А/мм²) в верхнем кончике плоской микротрещины длиной 50 мкм от угла наклона плоскости трещины к оси x . Расчеты выполнялись при воздействии импульсом тока величиной $1,5 \cdot 10^2$ А/мм².

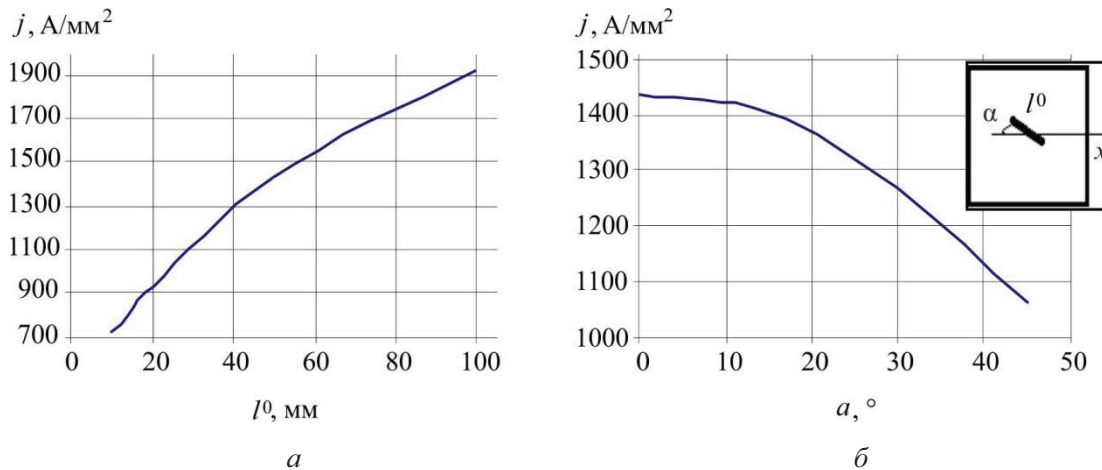


Рис. 3. Зависимость максимальной плотности тока от длины (а); от наклона (б) микротрещины

Из приведенных графиков видно, что увеличение размера микротрещины на порядок приводит к уменьшению максимальной плотности тока в ее вершине лишь в 2,8 раза и что максимальная плотность тока в кончике трещины остается практически постоянной в диапазоне углов 0–15°, а ее дальнейшее уменьшение с ростом угла незначительно (не превышает 25 %). Рассматриваемый диапазон длин и углов микротрещин охватывает все наиболее вероятные длины и углы образования дефектов при предварительном пластическом деформировании металла перед обработкой материала током (полагаем, что это деформирование осуществляется в направлении тока вдоль оси y).

Кроме того, в результате моделирования получено, что на берегах микротрещин в их центральной части (на расстоянии половины длины трещины от ее кончика) имеются области, в которых плотность тока составляет всего несколько А/мм², т.е. в 100 раз меньше плотности приложенного тока. В это же время в области кончиков микротрещин плотность тока может на порядок превышать плотность приложенного тока (см. рис. 3).

Ввиду вышеизложенного в дальнейшем при рассмотрении воздействия тока на микротрещины мы ограничимся рассмотрением горизонтальных трещин ($\alpha = 0^\circ$) размером 10 мкм и будем полагать, что для микротрещин длиной 10–50 мкм с углами наклона 0–30° рассматриваемые процессы качественно будут происходить аналогичным образом.

На рис. 4 показаны соответственно поля плотности тока и температуры (в момент времени $t = 24,5$ мкс) в окрестности вершины микротрещины длиной 10 мкм, при воздействии импульсом тока величиной $7,3 \cdot 10^3$ А/мм² и длительностью 50 мкс. На правой гра-

нице области интегрирования ставилось первое условие (18), что соответствовало расположению микротрещины внутри образца в окружении таких же микротрещин (см. рис. 1). Штриховой линией на рисунках показана первоначальная граница трещины (при $t = 0$).

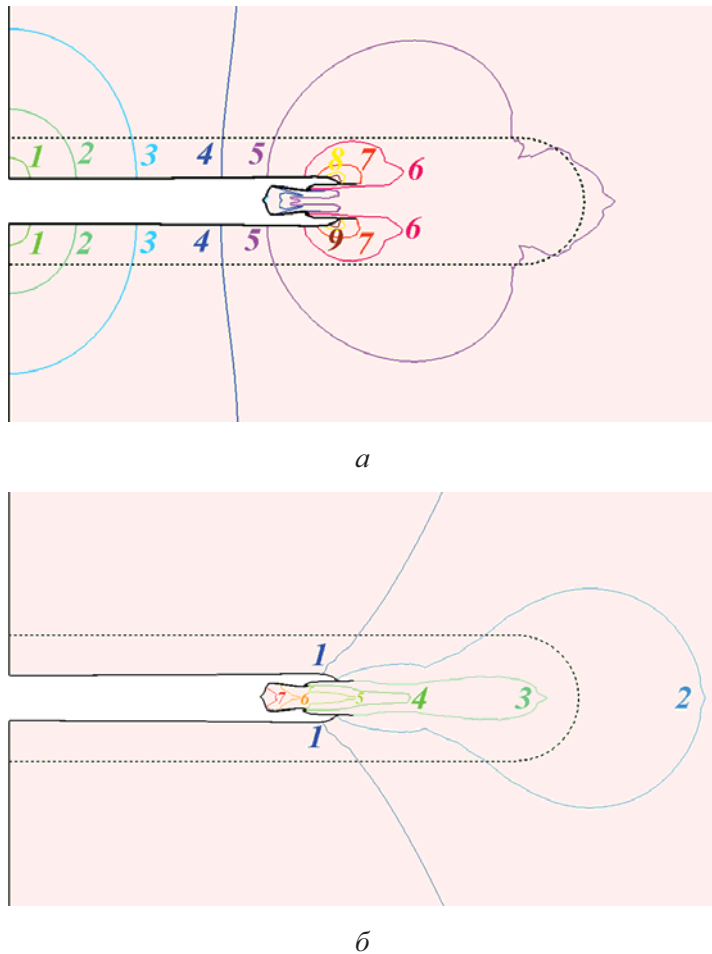


Рис. 4. Изолинии (а) плотности тока A/mm^2 и (б) температуры $^{\circ}C$ при $t = 24,5$ мкс в окрестности микротрещины. Начальная температура $20^{\circ}C$, приложенный ток $7,3$ кА/ mm^2 ; а – распределение плотности электрического тока A/mm^2 : 1 – 500, 2 – 1500, 3 – 3000, 4 – 6000, 5 – 9000, 6 – 15000, 7 – 21000, 8 – 27000, 9 – 30000; б – распределение температуры $^{\circ}C$: 1 – 50, 2 – 100, 3 – 200, 4 – 300, 5 – 350, 6 – 400, 7 – 419

В результате воздействия в окрестности микродефектов возникают высокие значения плотности тока с большими градиентами поля. Это вызывает быстрый неоднородный локальный нагрев в окрестности кончика микротрещины и плавление материала, сопровождаемые его тепловым расширением (в то же время нагрев не происходит в области центра трещины на ее берегах). Это приводит к большим сжимающим напряжениям (давление составляло свыше 100 МПа) в окрестности микротрещины и, как следствие, смыканию берегов, уменьшению длины трещины и выбросу расплавленного материала в трещину.

Смыкание берегов, уменьшение длины трещины и выброс металла внутрь трещины начинаются практически одновременно, но не сразу после воздействия током: требуется некоторое время (примерно 19 мкс), чтобы область кончиков трещины достаточно прогрелась и в ней началось плавление. На рис. 4, б хорошо видна расширяющаяся струя металла, только часть которого расплавлена. Это обусловлено тем, что сжимающие напряжения так велики, что материал не успевает нагреться до температуры плавления и пла-

стически вытекает из зоны максимальной концентрации плотности тока. При этом максимальная плотность тока наблюдается уже не в точке начальной вершины трещины, а вокруг новых концентраторов (рис. 4, а).

Процесс одновременного уменьшения трещины и выброса металла приводит к тому, что берега трещины начинают контактировать со струей материала. В этих местах начинает течь ток, а температура повышаться (сплошные горизонтальные черные линии в области кончика трещины на рис. 4). Данный процесс происходит до тех пор, пока струя не оказывается полностью зажатой берегами трещины (рис. 5) в момент времени $t = 26,4$ мкс. Длина трещины за несколько микросекунд (примерно 8 мкс) уменьшается с 10 до 2,68 мкм, а толщина с 1 до 0,11 мкм. Таким образом, берега трещины оказываются «сваренными» расплавленным металлом в ее центральной части. При этом средняя «скорость сварки» микротрещины на этом этапе составляет примерно 0,92 м/с. Далее весь описанный процесс повторяется снова уже для микротрещины новых меньших размеров, что приводит к полному залечиванию микротрещины.

Описанный процесс деформирования сопровождается очень интенсивным пластическим деформированием в окрестности микротрещины. На рис. 5 показана интенсивность пластической деформации (второй инвариант тензора пластических деформаций) в момент времени $t = 26,4$ мкс (после полного «зажатия» струи). Вязкого разрушения материала и образования новой несплошности (дефекта) на месте залеченной микротрещины происходить не должно, поскольку пластическая деформация происходит в условиях сильного всестороннего сжатия.

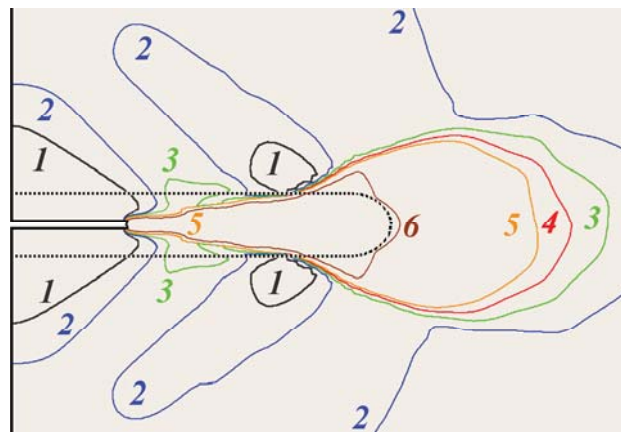


Рис. 5. Границы трещины и изолинии интенсивности пластических деформаций в момент времени $t = 26,4$ мкс: 1 – 0,01; 2 – 0,0375; 3 – 0,065; 4 – 0,0925; 5 – 0,12; 6 – 1,00

На рис. 6 показано поле температуры (в момент времени $t = 104,5$ мкс) в окрестности вершины микротрещины длиной 10 мкм при воздействии импульсом тока величиной $7,3 \cdot 10^3$ А/мм² и длительностью 150 мкс. На правой границе области интегрирования ставилось второе условие (18), что моделировало микродефект, расположенный вблизи поверхности образца. В этом случае сжимающие напряжения не так велики, как для трещины внутри образца, окруженной такими же микротрещинами (см. рис. 1). Поэтому выброс расплавленного материала и уменьшение размера трещины происходят с запаздыванием. За это время материал в области кончика трещины успевает сильно нагреться, что приводит не только к его плавлению, но и испарению металла. На рис. 7 представлены соответ-

ственно зависимости максимальной плотности тока j (А/мм²) и температуры T (°С) в кончике микротрещины от времени t (мкс). Из графиков видно, что максимальная плотность тока в вершине трещины падает с ростом температуры и в момент времени $t=27,5$ мкс температура достигает величины $T_{\text{melt}} = 419^\circ\text{C}$, после чего начинается плавление материала (плато на графике), сопровождаемое постоянством плотности тока. Дальнейшее падение плотности тока и рост температуры замедляются, но в момент времени $t = 95$ мкс температура в вершине микротрещины достигает критической величины ($T_{\text{evap}} = 906^\circ\text{C}$) и начинается интенсивное испарение с переносом паров внутрь дефекта. На рис. 6 зоны, в которых материал испарился, отмечены красным цветом.

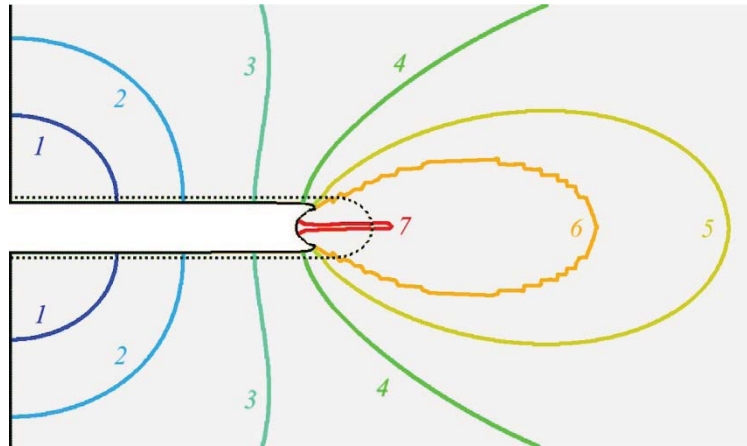


Рис. 6. Изолинии температуры в момент времени $t = 104,5$ мкс: 1 – 30 °С; 2 – 50 °С; 3 – 100 °С; 4 – 200 °С; 5 – 300 °С; 6 – 419 °С; 7 – 906 °С (6 – зона плавления; 7 – зона испарения, начальная температура 20 °С, приложенный ток 7,3 кА/мм²)

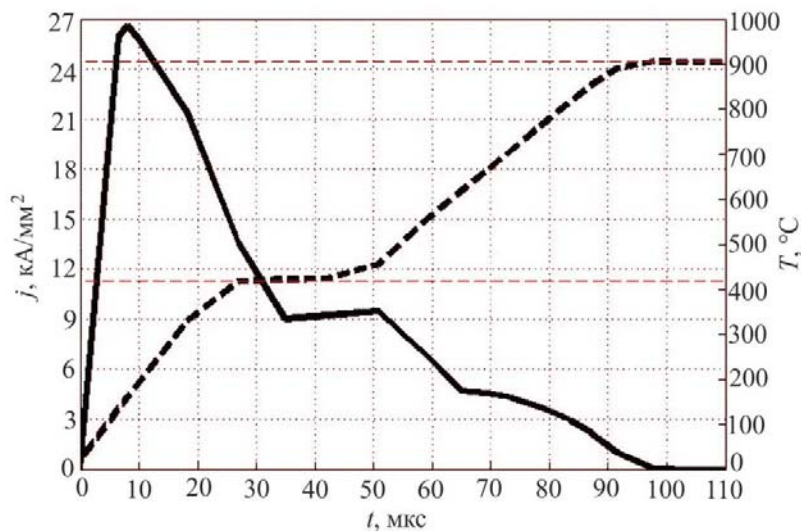


Рис. 7. Зависимость максимальной плотности тока j , кА/мм² (сплошная линия) и температуры T , °С (штриховая линия) в вершине трещины от времени в микросекундах (горизонтальными штриховыми линиями отмечены температура плавления – $T_{\text{melt}} = 419^\circ\text{C}$ и испарения – $T_{\text{evap}} = 906^\circ\text{C}$)

Результаты расчетов по предлагаемой модели сравнивались с имеющимися экспериментами [12–13], в которых при воздействиях короткими импульсами тока большой плотности на трещину в тонкой пластине в окрестности ее кончика наблюдалось резкое

повышение температуры: измеренные скорость нагрева составляла 10^7 °C/с, градиенты температуры $6,0 \cdot 10^6 - 5,0 \cdot 10^7$ °C/м, причем вдали от трещины температура не превышала 10 °C. При этом в кончике трещины наблюдалось плавление и испарение материала, сопровождаемое микровзрывом с выбросом продуктов из вершины трещины в направлении, перпендикулярном плоскости пластины, и образованием кратера. Полученные по предложенной модели для цинка численные результаты неплохо согласуются с экспериментом: вычисленные (в окрестности кончика трещины радиусом 5мкм) средняя скорость нагрева достигала $6,3 \cdot 10^7$ °C/с, градиенты температуры – 10^7-10^8 °C/м. Вдали от трещины температура поднималась не выше 10 °C (в момент времени 100 мкс), нагрев также не происходил на берегах трещины вдали от кончика. Процесс сопровождался плавлением в вершине трещины с «выбросом» струи расплавленного материала в направлении, перпендикулярном плоскости пластины, а также испарением металла.

Эффект уменьшения (залечивания) микродефектов в материале, полученный в результате численного моделирования, согласуется с наблюдаемым в экспериментах [14]. На рис. 8 приведена микроструктура образцов из титанового сплава, наблюдаемая в оптический микроскоп [14]. Образцы испытывались на одноосное растяжение при комнатной температуре (рис. 8, а) без воздействия током и при одновременном деформировании и воздействии импульсом тока плотностью $5,26$ кА/мм² и продолжительности 110 мкс (рис. 8, б). Растяжение и воздействие током осуществлялись в одном направлении (вдоль осу у рис. 1).

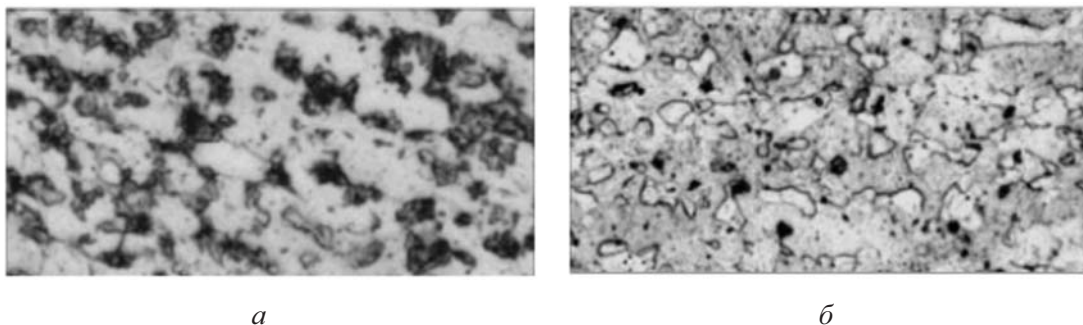


Рис. 8. Микроструктура материала, наблюдаемая в оптический микроскоп, при растяжении образца (а) без воздействия на него током и (б) при одновременном воздействии на образец током $5,26$ кА/мм²

Таким образом, есть основания полагать, что модель правильно воспроизводит основные особенности электротермомеханических процессов в окрестности микродефектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-08693).

Библиографический список

1. Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. – М.: Наука, 1985. – 160 с.
2. Климов К.М., Новиков И.И. Влияние градиента температуры и электрического тока высокой плотности на пластическую деформацию при растяжении металлических проволок // Изв. АН СССР. Металлы. – 1978. – № 6. – С. 175–179.

3. Беклемишев Н.Н. Пластичность и прочность металлических материалов с учетом импульсного воздействия высокоэнергетического электромагнитного поля: дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – М., 1986. – 305 с.

4. Пластичность и прочность металлических материалов с учетом импульсного воздействия высокоэнергетического электромагнитного поля: препринт № 372 Ин-та прикладной механики АН СССР / Н.Н. Беклемишев, В.Н. Кукуджанов, В.А. Порохов [и др.]. – М., 1989. – 56 с.

5. Conrad H. Electroplasticity in metals and ceramics // *Materials Science and Engineering: A*. – 2000. – Vol. 287. – No. 2. – P. 276–287. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)00786-3

6. Production of TiNi amorphous/nanocrystalline wires with high strength and elastic modulus by severe cold drawing / K. Tsuchiya, Y. Hada, T. Koyano, K. Nakajima, M. Ohnuma, T. Koike, Y. Todaka, M. Umemoto // *Scripta Materialia*. – 2009. – Vol. 60. – P. 749–752.

7. Enhancement of ductility, weakening of anisotropy behavior and local recrystallization in cold-rolled Ti-6Al-4V alloy strips by high-density electropulsing treatment / Ye Xiaoxin, Yang Yanyang, Song Guolin, Tang Guoyi // *Appl. Phys. A*. – 2014. – Vol. 117. – No. 4. – P. 2251–2264. DOI: 10.1007/s00339-014-8655-1

8. Effect of Electric Current Density on the Mechanical Property of Advanced High Strength Steels under Quasi-Static Tensile Loads / Min-Sung Kim, Nguyen Thai Vinh, Hyeong-Ho Yu, Sung-Tae Hong, Hyun-Woo Lee, Moon-Jo Kim, Heung Nam Han, John T. Roth // *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*. – 2014. – Vol. 15. – No. 6. – P. 1207–1213. DOI: 10.1007/s12541-014-0458-y

9. Степанов Г.В., Бабуцкий А.И., Мамеев И.А. Нестационарное напряженно-деформированное состояние в длинном стержне, вызванное импульсом электрического тока высокой плотности // *Проблемы прочности*. – 2004. – № 4. – С. 60–67. DOI: 10.1023/B:STOM.0000041538.10830.34

10. Дубинко В.И., Клепиков В.Ф. Кинетический механизм электропластичности металлов // *Изв. РАН. Серия физическая*. – 2008. – Т. 72, № 9. – С. 1257–1258. DOI: 10.3103/S1062873808090037

11. Троицкий О.А. Электропластический эффект в процессах обработки металлов давлением // *Металлургия машиностроения*. – 2010. – № 4. – С. 45–48.

12. Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А. О возможности торможения быстрых трещин импульсами тока // *Докл. АН СССР*. – 1976. – Т. 227, № 4. – С. 848–851.

13. Финкель В.М., Головин Ю.И., Слетков А.А. Разрушение вершины трещины силовым электромагнитным полем // *Докл. АН СССР*. – 1977. – Т. 237, № 2. – С. 325–327.

14. Song Hui, Wang Zhong-jin, Gao Tie-jun. Effect of high density electropulsing treatment on formability of TC4 titanium alloy sheet // *Trans. Nonferrous Soc. China*. – 2007. – Vol. 17. – P. 87–92.

15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – 1-е изд. – М.: Гл. изд-во физ.-мат. лит., 1959. – 532 с.

16. Салганик Р.Л. Термоупругое равновесие тела с трещинами при разогреве, вызванном пропусканием тока перпендикулярно трещинам // *Изв. АН СССР. МТТ*. – 1978. – № 5. – С. 141–152.

17. Салганик Р.Л. Разогрев материала с эллипсоидальной неоднородностью вследствие электрических потерь // *Изв. АН СССР. МТТ*. – 1980. – № 6. – С. 98–109.

18. Кудрявцев Б.А., Партон В.З., Рубчинский Б.Д. Электромагнитное и температурное поле в пластине с разрезом конечной длины // *Изв. АН СССР. МТТ*. – 1982. – № 1. – С. 110–118.

19. Партон В.З., Кудрявцев Б.А., Рубчинский Б.Д. Распространение трещины под действием сильного электрического поля // *Докл. АН СССР*. – 1981. – Т. 250, № 5. – С. 1096–1100.

20. Ключников В.Д., Овчинников И.В. Плоская задача о воздействии мгновенного точечного источника тепла // *Изв. АН СССР. МТТ*. – 1988. – № 4. – С. 118–122.

21. Овчинников И.В. Влияние воздействия электротока на пластичность металлов: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М., 1989. – 123 с.

22. Овчинников И.В. Определение ресурса пластичности при воздействии тока // *Проблемы прочности*. – 1993. – № 6. – С. 54–59.

23. Кукуджанов В.Н., Коломиец-Романенко А.В. Исследование влияния динамического воздействия электрического тока на механические свойства материалов с упорядоченной структурой дефектов // Изв. РАН. МТТ. – 2010. – № 3. – С. 188–199. DOI: 10.3103/S0025654410030167
24. Кукуджанов В.Н., Коломиец-Романенко А.В. Модель термоэлектропластичности изменения механических свойств металлов на основе реорганизации структуры дефектов под воздействием импульсного электрического тока // Изв. РАН. МТТ. – 2011. – № 6. – С. 6–21. DOI: 10.3103/S0025654411060021
25. Коломиец А.В., Кукуджанов В.Н., Кукуджанов К.В. О переходе неоднородных упруго-пластических материалов с дефектами в макроразрушенное состояние: препринт № 1053 Ин-та проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН. – М., 2013. – 42 с.
26. Моделирование неупругого разрушения неоднородных материалов при электродинамическом и термомеханическом воздействиях: препринт № 1054 Ин-та проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН / А.В. Коломиец, В.Н. Кукуджанов, К.В. Кукуджанов, А.Л. Левитин. – М., 2013. – 35 с.
27. Кукуджанов К.В., Левитин А.Л. Процессы деформирования упругопластического материала с дефектами при электродинамическом нагружении // Вестник ПНИПУ. Механика. – 2015. – № 1. – С. 106–120. DOI: 10.15593/perm.mech/2015.1.07
28. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., Zhu J.Z. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals (6ed.). – Elsevier, 2005.
29. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. – М.: Наука, 1970. – 492 с.
30. Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Физматлит, 2014. – 544 с.
31. Бурого Н.Г., Кукуджанов В.Н. Численное решение упругопластических задач методом конечных элементов: препринт № 326 Ин-та проблем механики АН СССР. – М., 1988. – С. 1–63.
32. Бурого Н.Г., Кукуджанов В.Н. Решение упругопластических задач методом конечных элементов. Пакет программ АСТРА // Вычислительная механика твердого деформируемого тела. – Вып. 2. – М.: Наука, 1991. – С. 78–122.
33. Aravas N, Aifantis E.C. On the Geometry of Slip and Spin in Finite Plastic Deformation // Int. J. of Plasticity. – 1991. – Vol. 7. – P. 141–160.
34. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Физматлит, 2008. – 656 с.
35. Лычев С.А., Манжиров А.В., Юбер С.В. Замкнутые решения краевых задач связанной термоупругости // Изв. РАН. МТТ. – 2010. – № 4. – С. 138–154.
36. Sprecher A.F., Mannan S.L., Conrad H. On the mechanisms for the electroplastic effect in metals // Acta Metall. – 1986. – Vol. 34. – P. 1145–1153.
37. Физические основы и технологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства). Т. 1 / О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Авраамов, А.Д. Шляпин; Институт компьютерных исследований. – М.–Ижевск, 2004. – 590 с.
38. Сивухин Д.В. Общий курс физики: в 5 т. Т. 3. Электричество. – М.: Физматлит, 2004. – 656 с.
39. Hodowany J., Ravichandran G., Rosakis A.J., Rosakis P. Partition of plastic work into heat and stored energy in metals // Exp. Mech. – 2000. – Vol. 40(2). – P. 113–123.
40. Гаврилин И.В. Плавление и кристаллизация металлов и сплавов / Владимир. гос. ун-т. – Владимир, 2000. – 260 с.
41. Пикунов М.В. Металлургия расплавов: курс лекций / Моск. ин-т стали и сплавов. – М., 2005. – 286 с.
42. Пикунов М.В. Плавка металлов. Кристаллизация сплавов. Затвердевание отливок / Моск. ин-т стали и сплавов. – М., 1997. – 374 с.

References

1. Spitsyn V.I., Troitskii O.A. Elektroplasticheskaia deformatsiia metallov [Electroplastic deformation of metals]. Moscow: Nauka, 1985. 160 p.
2. Klimov K.M., Novikov I.I. Vliianie gradienta temperatury i elektricheskogo toka vysokoi plotnosti na plasticheskiu deformatsiiu pri rastiazhenii metallicheskih provolok [Influence of Temperature Gradient and Electric Current of High Density on Plastic Strain under Tension of Metallic Wires]. *Izvestiia akademii nauk SSSR. Metally*, 1978, no. 6, pp. 175-180.
3. Beklemishev N.N. Plastichnost i prochnost metallicheskih materialov s uchetom impulsnogo visokoenergeticheskogo elektromagnitnogo polya [Plasticity and Strength of Metals materials under action high-energy pulsed electromagnetic field]. Thesis of doctor's degree dissertation. Moscow, 1986. 305 p.
4. Beklemishev N.N., Kukudzhinov V.N., Porokhov V.A. et al. Plastichnost' i prochnost' metallicheskih materialov s uchetom impul'snogo vozdeistviia visokoenergeticheskogo elektromagnitnogo polya [Plasticity and strength of metallic materials with the pulse action of a high-energy electromagnetic field taken into account]. Preprint No. 372, Institut prikladnoi mekhaniki Akademii nauk SSSR. Moscow, 1989. 56 p.
5. Conrad H. Electroplasticity in metals and ceramics. *Materials Science and Engineering: A.*, 2000, vol. 287, no. 2, pp. 276-287. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)00786-3
6. Tsuchiya, K., Hada, Y., Koyano, T., Nakajima, K., Ohnuma, M., Koike, T., Todaka, Y., Umemoto M. Production of TiNi amorphous/nanocrystalline wires with high strength and elastic modulus by severe cold drawing. *Scripta Materialia*, 2009, vol. 60, pp. 749-752.
7. Xiaoxin Ye, Yanyang Yang, Guolin Song, Guoyi Tang. Enhancement of ductility, weakening of anisotropy behavior and local recrystallization in cold-rolled Ti-6Al-4V alloy strips by high-density electropulsing treatment. *Appl. Phys. A.*, 2014, vol. 117, no. 4, pp. 2251-2264. DOI: 10.1007/s00339-014-8655-1
8. Min-Sung Kim, Nguyen Thai Vinh, Hyeong-Ho Yu, Sung-Tae Hong, Hyun-Woo Lee, Moon-Jo Kim, Heung Nam Han, John T. Roth. Effect of Electric Current Density on the Mechanical Property of Advanced High Strength Steels under Quasi-Static Tensile Loads. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, 2014, vol. 15, no. 6, pp. 1207-1213. DOI: 10.1007/s12541-014-0458-y
9. Stepanov G.V., Babutskii A.I., Mameev I.A. High-Density Pulse Current-Induced Unsteady Stress-Strain State in a Long Rod. *Strength of Materials*, 2004, vol. 36, no. 4, pp. 377-381. DOI: 10.1023/B:STOM.0000041538.10830.34
10. Dubinko V.I., Klepikov V.F. Kinetic Mechanism of the Electroplastic Effect in Metals. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, 2008, vol. 72, no. 9, pp. 1188-1189. DOI: 10.3103/S1062873808090037
11. Troitsky O.A. Elektroplasticheskiy effekt v protsessakh obrabotki metallov davleniem [Use of Electroplastic Effect in Metal Forming]. *Metallurg. Mashinostr.*, 2010, no. 4, pp. 45-48.
12. Finkel' V.M., Golovin Yu.I., Sletkov A.A. Possibility of Braking Rapid Cracks by Pulses of Current. *Sov. Phys. Dokl.*, 1976, vol. 227, no. 4, pp. 848-851.
13. Finkel' V.M., Golovin Yu.I., Sletkov A.A. Sletkov A.A. Razrushenie vershiny treshchiny silovym elektromagnitnym polem [Fracture of crack tip by high-energy electromagnetic field]. *Sov. Phys. Dokl.*, 1977, vol. 237, no. 2, pp. 325-327.
14. Song Hui, Wang Zhong-jin, Gao Tie-jun. Effect of high density electropulsing treatment on formability of TC4 titanium alloy sheet. *Trans. Nonferrous Soc. China*, 2007, vol. 17, pp. 87-92.
15. Landau L.D., Lifshitz E.M. Teoreticheskaja Fizika. T. VIII. Elektrodinamika sploshnih sred [Theoretical physics. Vol. VIII. The electrodynamics of continuous media]. Moscow: Fizmatlit, 1959. 532 p.
16. Salganik R.L. Thermoelastic Equilibrium of a Solid with Cracks under Heating Caused by Passage of a Current Perpendicular to the Cracks. *Mech. Solids*, 1978, vol. 13, no. 5, pp. 129-138.

17. Salganik R.L., Heating of a Material with an Ellipsoidal Nonuniformity as a Result of Electrical Losses. *Mech. Solids*, 1980, vol. 15, no. 6, pp. 87-98.
18. Kudrjavytzev B.A., Parton V.Z. Rubchinskiy B.D. Elektromagnitnoe i temperaturnoe pole v plastine s razrezom konechnoi dliny [Electromagnetic and temperature field in the plate with a cut of finite length]. *Mech. Solids*, 1982, vol. 1, no. 1, pp. 110-118.
19. Parton V.Z., Kudrjavytzev B.A., Rubchinskiy B.D. Rasprostranenie treshchiny pod deistviem sil'nogo elektricheskogo polia [Crack propagation under the influence of a strong electric field]. *Sov. Phys. Dokl.*, 1981, vol. 250, no. 5, pp. 1096-1100
20. Klyushnikov V.D., Ovchinnikov I.V. Plane Problem of Effect of an Instantaneous Point Heat Source. *Mech. Solids*, 1988, vol. 23, no. 4, pp. 113-117.
21. Ovchinnikov I.V. Vliianie vozdeistviia elektrotoka na plastichnost' metallov [Influence of Electric Current Action on Plasticity of Metals]. Thesis of doctor's degree dissertation. Moscow, 1989. 123 p.
22. Ovchinnikov I.V. Opredelenie resursa plastichnosti pri vozdeistvii toka [Determination of plasticity resource under the action of current]. *Problems of Strength*, 1993, vol. 6, pp. 54-59.
23. Kukudzhanov V.N., Kolomiets-Romanenko A.V. Study of the Influence of Electric Current Dynamical Action on Mechanical Properties of Materials with Ordered Structure of Defects. *Mech. Solids.*, 2010, vol. 45, no. 3, pp. 465-475. DOI: 10.3103/S0025654410030167
24. Kukudzhanov V.N., Kolomiets-Romanenko A.V. A Model of Thermoelectroplasticity of Variations in the Mechanical Properties of Metals Based on Defect Structure Reorganization under the Action of Pulse Electric Current. *Mech. Solids.*, 2011, vol. 46, no. 6, pp. 814-827. DOI: 10.3103/S0025654411060021
25. Kolomiets A.V., Kukudzhanov V.N., Kukudzhanov K.V. O perekhode neodnorodnykh uprugoplasticheskikh materialov s defektami v makrorazrushennoe sostoianie [About transition of inhomogeneous elastic-plastic materials with defects into the macrofracture state]. Preprint No. 1053. Institut problem mekhaniki Rossiiskoi akademii nauk. Moscow, 2013. 42 p.
26. Kolomiets A.V., Kukudzhanov V.N., Kukudzhanov K.V., Levitin A.L. Modelirovanie neuprugogo razrusheniia neodnorodnykh materialov pri elektrodinamicheskom i termomekhanicheskom vozdeistviiakh [Modeling of the inelastic fracture of heterogeneous materials under electrodynamic and thermomechanical loading]. Preprint No. 1054. Institut problem mekhaniki Rossiiskoi akademii nauk. Moscow, 2013. 35 p.
27. Kukudzhanov K.V., Levitin A.L. Deformation processes of elastoplastic material with defects under electrodynamic loading. *PNRPU Mechanics Bulletin*, 2015, no. 1, pp. 106-120. DOI: 10.15593/perm.mech/2015.1.07
28. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., Zhu J.Z. The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals, 6ed. Elsevier, 2005.
29. Sedov L.I. *Mechanika sploshnoy sredy* [Continuum Mechanics]. Vol. 1. Moscow: Nauka, 1970. 492 p.
30. Sivukhin D.V. *Termodinamika i molekulyarnaya fizika* [Thermodynamics and molecular physics]. Moscow: Fizmatlit, 2014. 544 p.
31. Burago N.G., Kukudzhanov V.N., Chislennoe reshenie uprugoplasticheskikh zadach metodom konechnykh elementov [The numerical solution of elastoplastic problems of the finite element method]. Preprint No. 326. Institut problem mekhaniki Akademii nauk SSSR. Moscow, 1988. 63 p.
32. Burago N.G., Kukudzhanov V.N., Reshenie uprugoplasticheskikh zadach metodom konechnykh elementov. Paket program ASTRA [The solution of elastoplastic problems of the finite element method. Computer code ASTRA]. *Computer mechanics of solids*, iss. 2. Moscow: Nauka, 1991, pp.78-122.
33. Aravas N, Aifantis E.C., On the Geometry of Slip and Spin in Finite Plastic Deformation. *Int. J. of Plasticity.*, 1991, vol. 7, pp. 141-160.
34. Zel'dovich Ya.B., Raiser Yu.P. *Fizika Udarnikh Voln I Vysokotemperaturnykh Gidrodinamicheskikh Yavlenii* [Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena]. Moscow: Fizmatlit, 2008. 656 p.

35. Lychev S.A., Manzhirov A.V., Hubert S. Closed solutions of boundary value problems connected thermoelasticity. *Mech. Solids.*, 2010, vol. 45, no. 4, pp. 138-154.
36. Sprecher A.F., Mannan S.L., and Conrad H. On the mechanisms for the electroplastic effect in metals. *Acta Metall.*, 1986, vol. 34, pp. 1145-1153.
37. Troitskii O.A., Baranov Yu.V., Avraamov Y.S., Shlyapin A.D. Fizicheskie osnovy i tekhnologii obrabotki sovremennykh materialov (teoriia, tekhnologiia, struktura i svoistva [Physical fundamentals and technologies of processing advanced materials (theory, technology, structure, and properties)]. Vol. 1. Institute of Computer Science. Moscow-Izhevsk, 2004. 590 p.
38. Sivukhin D.V. Obschii kurs fiziki v 5 t. T. 3. Elektrichestvo [The general course of physics. Vol. 3. Electricity]. Moscow: Fizmatlit, 2004. 656 p.
39. Hodowany J., Ravichandran G., Rosakis A.J., Rosakis P. Partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *Exp. Mech.*, 2000, vol. 40(2), pp. 113-123.
40. Gavrilin I.V. Plavlenie i kristallizatsiia metallov i splavov [Melting and crystallization of metals and alloys]. Vladimirskii gosudarstvennyi universitet, 2000. 260 p.
41. Pikunov M.V. Metallurgiiia rasplavov [Metallurgy of the melts]. Moscovskii institute stali i splavov, 2005. 286 p.
42. Pikunov M.V. Plavka metallov. Kristallizatsiia splavov. Zatverdevanie otlivok. [Metal smelting. Alloy crystallization. The solidification of castings]. Moscovskii institute stali i splavov, 1997. 374 p.