

УДК 539.43

Л. А. СОСНОВСКИЙ, доктор технических наук, Белорусский государственный университет транспорта, Гомель, С. С. ЩЕРБАКОВ, кандидат физико-математических наук, Белорусский государственный университет, Минск, М. А. ЖУРАВКОВ, доктор физико-математических наук, Министерство образования Республики Беларусь, Минск,

НОВЫЙ РАЗДЕЛ ФИЗИКИ

Сделана попытка с энергетических позиций обосновать и сформулировать основные положения объединенной физической дисциплины – механотермодинамики. Ранее ее принципы изложены на базе понятия энтропии. Показано, что в механотермодинамике сошлись два раздела физики – механика и термодинамика, чтобы не конкурировать друг с другом, как это было традиционно, а по-новому взглянуть на эволюцию сложных систем. На основе анализа более 600 экспериментальных результатов установлена фундаментальная МТД-функция предельных (критических по поврежденности) состояний металлических и полимерных материалов.

Введение. Как известно, всякая научная дисциплина призвана и имеет своей целью понять и описать те или иные закономерности и особенности развития определенных явлений, ситуаций, событий, обусловленных существованием некоторых реальных или мыслимых объектов, которые обнаруживают специфические свойства [1, 2]. Исходя из того соображения, что изучение нового объекта, как правило, порождает новую научную дисциплину, применительно к механике можно построить иерархию объектов, ею исследуемых. Последовательными стрелками на рисунке 1 [1–4] показано усложнение объектов, изучаемых механикой. Очередным новым объектом стала многофазная – механотермодинамическая система. Для ее изучения недостаточны методы только механики – как недостаточны и методы только термодинамики.

Понятия энтропии и повреждения важны для того, чтобы построить модели механотермодинамической системы.

Базовые идеи о механическом поведении материалов в процессе разрушения обсуждаются в [9]. В работе [10] рассматриваются основные аспекты механики повреждения как области механики разрушения и некоторые ее приложения. Основы физической мезомеханики гетерогенных сред, механики сплошных сред, физики пластичности и прочности материалов, которые изучают напряженный и поврежденный материал на микро-, мезо- и макроуровнях, изложены в [11].

Деформационные повреждения в условиях термодинамических нагрузок, а также приложения механики отказов инженерных компонентов в условиях пластичности, ползучести, усталости и хрупкости от термомеханической нагрузки рассмотрены в [12, 13]. Теории вибрации и пластичности для стационарных колебаний в упруго-пластических телах обсуждаются в [14].

В работах [15, 16] содержится краткий обзор основных моделей повреждения, микромеханики повреждения, кинетики эволюции повреждений и обсуждаются направления дальнейших исследований. Общие основы для разработки моделей сплошных сред, повреждения поверхностей в пространстве с учетом механизмов повреждения (изотропного повреждения, трещин и т.д.), которые снижают прочность материала, рассмотрены в [17]. Детальное экспериментальное и теоретическое исследование основанное на напряжениях предельного критерия при линейных и сложных деформациях приведено в [18]. Термодинамическая база, предназначенная для моделирования трения и несвязанных потоков для геотехнических материалов, представлена в [19]. Работы [20, 21] посвящены моделированию упруго-пластического поведения при больших деформациях анизотропно поврежденных пластичных металлов. Упруго-пластическое повреждение материалов рассмотрено в [22]. В работе [23] предлагается теория повреждений в кинематических, термодинамических и кинетических терминах для поликристаллического материала.

Модель микроскопических повреждений эллипсоидальных пустот, способных изменять свою форму, рассматривается в [24] для смешанных упрочненных материалов. Результаты экспериментального анализа поведения пустот в модельных материалах с использованием рентгеновской томографии обсуждаются в [25, 27].



Рисунок 1 – Упрощенная иерархическая структура некоторых объектов, изучаемых в механике: от простого к сложному

Эти методы и модели, связанные с напряженно-деформированным и энергетическим состояниями сложных систем, работающих при механических и термодинамических нагрузках, обсуждаются в известных монографиях [5–8].

Аналитическая и сканирующая электронная микроскопия, основанная на изучении роста пустот при больших пластических деформациях, представлена в [28]. Феноменологическое представление о росте анизотропных повреждений для пористых пластичных металлов, описанное с помощью механизма зарождения, роста и слияния пор, дано в [26]. Аналитические и расчетные мезоскопические модели зарождения и взаимодействия микротрещин вблизи вершины макротрещины на основе теории упругости и теории дислокаций представлены в [29]. Результаты, позволяющие сочетать пластичность и повреждения моделей неупругого поведения, приведены в [30].

В работах [1, 31–34], изложены основы механотермодинамики и сформулированы два ее принципа: 1) *повреждаемость всего существующего не имеет мыслимых границ*, 2) *потoki эффективной энергии (энтропии), обусловленные нагрузками разной природы, при необратимых изменениях в МТД-системе не обладают свойством аддитивности – они взаимодействуют диалектически*. Анализ в [1] выполнен исходя из основных положений трибофатики [2–4] и термодинамики [5] и базировался на понятии *энтропии*. В данной статье аналогичный анализ выполнен на базе энергетических представлений (в механике, трибофатике и термодинамике), что позволило выявить и исследовать новые закономерности поведения и эволюции механотермодинамической системы.

Термомеханическое состояние. Рассмотрим состояние термомеханической задачи [5–8], необходимой для дальнейшей разработки моделей энергии и энтропии механотермодинамических систем.

Уравнения движения для элементарного объема dV сплошной среды имеют вид [6, 7]

$$\sigma_{ij,j} + \rho f_i = \rho \dot{v}_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где σ_{ij} – напряжения; ρ – плотность; f_i – объемные силы; v_i – скорости.

Закон сохранения механической энергии для объема сплошной среды V , с учетом суммирования по повторяющимся индексам, получается на основе скалярного умножения уравнения (1) на вектор скорости v_i :

$$\int_V v_i \sigma_{ij,j} dV + \int_V \rho v_i f_i dV = \int_V \rho v_i \dot{v}_i dV. \quad (2)$$

Правая часть уравнения (2) представляет собой *изменение кинетической энергии K* объема V сплошной среды:

$$\int_V \rho v_i \dot{v}_i dV = \frac{d}{dt} \int_V \rho \frac{v_i v_i}{2} dV = \frac{d}{dt} \int_V \rho \frac{v^2}{2} dV = \frac{dK}{dt}. \quad (3)$$

На основе известных преобразований с учетом теоремы Гаусса – Остроградского выводится *уравнение механической энергии для сплошной среды* [6]

$$\frac{dK}{dt} + \int_V \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dV = \int_{\Pi} \sigma_{ij} l_j d\Pi + \int_V \rho v_i f_i dV, \quad (4)$$

или

$$\frac{dK}{dt} + \frac{\delta u}{dt} = \frac{\delta A}{dt},$$

где ϵ_{ij} – скорость деформаций; Π – поверхность среды; l_j – направляющие косинусы на поверхности среды;

$\delta u/dt$ – мощность внутренних усилий; $\delta A/dt$ – мощность внешних поверхностных и объемных сил.

Символ δ в выражении (4) используется, чтобы подчеркнуть, что приращение в общем случае может не быть точным дифференциалом.

В *термомеханической постановке скорости изменения внутренней энергии* и обычно [6] представляют интегралом

$$\frac{du}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho u dV = \int_V \rho \dot{u} dV, \quad (5)$$

где $u = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{u(\Delta m)}{\Delta m}$ – удельная внутренняя энергия (плотность внутренней энергии) элементарного объема массы Δm .

Скорость притока тепла к среде выражается следующим образом:

$$\frac{\delta Q}{dt} = - \int_{\Pi} c_i l_i d\Pi + \int_V \rho z dV, \quad (6)$$

где c_i – характеристика потока тепла через единицу площади поверхности среды в единицу времени за счет теплопроводности; z – постоянная теплового излучения на единицу массы в единицу времени.

Тогда *закон изменения энергии термомеханического континуума* примет вид

$$\frac{dK}{dt} + \frac{du}{dt} = \frac{\delta A}{dt} + \frac{\delta Q}{dt}. \quad (7)$$

Преобразование в законе (7) интегралов по поверхности в интегралы по объему позволяет получить *локальную форму уравнения энергии*

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} + u \right) = \frac{1}{\rho} (\sigma_{ij} v_{i,j})_{,j} + f_i v_i - \frac{1}{\rho} c_{i,i} + z. \quad (8)$$

Если из полученного выражения (8) вычесть скалярное произведение уравнения (1) на вектор скорости v_i , то будет получена следующая форма локального уравнения энергии:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{\rho} c_{i,i} + z = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} + \frac{dq}{dt}, \quad (9)$$

где dq – приток тепла на единицу массы.

В соответствии с выражением (9) *скорость изменения внутренней энергии равна сумме мощности напряжений и притока тепла к среде*.

Применительно к *термодинамической системе* выделяют две характеристические функции ее состояния: абсолютную температуру T и энтропию S , которая может трактоваться как характеристика упорядоченности (или хаотичности) термодинамической системы. Обычным является предположение о том, что *энтропия обладает свойством аддитивности*, т.е.

$$S = \sum_i S_i. \quad (10)$$

В *механике сплошной среды* [6, 7], рассматривается *удельная на единицу массы энтропия s* , такая, что

$$S = \int_V \rho s dV. \quad (11)$$

Приращение удельной энтропии ds может происходить из-за взаимодействия с внешней средой (приращение $ds^{(e)}$) или внутри самой системы (приращение $ds^{(i)}$) [6, 7]:

$$ds = ds^{(e)} + ds^{(i)}. \quad (12)$$

Приращение $ds^{(i)}$ равно нулю при обратимых процессах и больше нуля – при необратимых.

Если выразить приток тепла на единицу массы через dq , то для обратимых процессов приращение будет

$$Tds = dq. \quad (13)$$

В соответствии со вторым законом термодинамики, скорость изменения полной энтропии S сплошной среды объема V не может быть меньше суммы притока тепла через границу объема и энтропии, производимой внутри объема внешними источниками (*неравенство Клаузиуса – Дюгема*) [6, 7]:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho s dV \geq \int_V \rho e dV - \int_{\Pi} \frac{c_i l_i}{T} d\Pi, \quad (14)$$

где e – мощность локальных внешних источников энтропии, отнесенная к единице массы. Равенство в формуле (14) имеет место для обратимых процессов, а неравенство – для необратимых.

При преобразовании интеграла по поверхности в интеграл по объему в выражении (14) можно получить соотношение для скорости внутреннего производства энтропии, отнесенной к единице массы:

$$\gamma \equiv \frac{ds}{dt} - e - \frac{1}{\rho} \left(\frac{c_i}{T} \right)_j \geq 0. \quad (15)$$

В механике сплошной среды предполагают, что тензор напряжений можно разложить на две части: *консервативную* $\sigma_{ij}^{(C)}$ для обратимых процессов (упругое деформирование, давление жидкости) и *диссипативную* $\sigma_{ij}^{(D)}$ для необратимых (пластическое деформирование, вязкие напряжения в жидкости):

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(C)} + \sigma_{ij}^{(D)}. \quad (16)$$

Тогда выражение для скорости изменения энергии (9) можно представить в следующей форме:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij}^{(C)} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{1}{\rho} \sigma_{ij}^{(D)} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{dq}{dt}. \quad (17)$$

Если предположить, что и при необратимых процессах выполняется соотношение (13), то скорость полного производства энтропии

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{\rho T} \sigma_{ij}^{(C)} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{1}{\rho T} \sigma_{ij}^{(D)} \dot{\varepsilon}_{ij} + \frac{1}{T} \frac{dq}{dt}, \quad (18)$$

или

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{\rho T} \left(\frac{du_M}{dt} + \frac{du_T}{dt} \right) = \frac{1}{\rho T} \left(\frac{du_M^{(C)}}{dt} + \frac{du_M^{(D)}}{dt} + \frac{du_T}{dt} \right).$$

Выражение (18) для скорости полного изменения локальной энтропии в элементарном объеме среды может быть очень удобным в практическом отношении.

В силу предположения (10) об аддитивности энтропии к сумме в (18) могут быть добавлены другие члены, позволяющие учесть внутреннее производство энтропии в объеме жидкости (газа) за счет различных механизмов. Подобным образом для объема среды dV могут быть, например, учтены внутренние химические процессы [5]:

$$dU = dQ + dA + du_{sub} = Tds - pdV + \sum_1^n \mu_k dN_k; \quad (19)$$

$$dS = \frac{dU + pdV}{T} - \frac{1}{T} \sum_1^n \mu_k dN_k. \quad (20)$$

Если рассматривать dV не как конечный, а как элементарный объем сплошной среды, то изменения его удельных энергии и энтропии на основе (17), (19) и (20) могут быть записаны в следующей дифференциальной форме:

$$du = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} + dq + \sum_k \mu_k dn_k; \quad (21)$$

$$ds = \frac{1}{\rho T} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} + \frac{1}{T} dq + \frac{1}{T} \sum_k \mu_k dn_k, \quad (22)$$

где n_k – число молей на единицу массы.

Для среды объема V выражения (21) и (22) на основе соотношений (5) и (11) примут вид

$$dU = \int_V \rho du dV = \int_V \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} dV + \int_V \rho dq dV + \int_V \rho \sum_k \mu_k dn_k dV; \quad (23)$$

$$dS = \int_V \rho ds dV = \frac{1}{T} \int_V \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} dV + \frac{1}{T} \int_V \rho dq dV + \frac{1}{T} \int_V \rho \sum_k \mu_k dn_k dV. \quad (24)$$

Введение *химической компоненты* энтропии [последние слагаемые в (21)–(23)] позволило не только получить более полную картину состояния среды, но и описать процессы самоорганизации, приводящие к появлению устойчивых структур при увеличении притока энергии к среде.

Представленные выше известные модели энергетического и энтропийного состояний среды (17)–(24), являясь довольно общими, тем не менее, не позволяют дать удовлетворительного описания ряда процессов, происходящих в таком виде сплошной среды, как деформируемое твердое тело. Однако удобное представление об аддитивности компонент энергии и энтропии (11), применимое, например, для моделирования упругого деформирования, не подходит для описания нелинейных процессов. Имеющиеся модели не учитывают также рост энтропии за счет повреждаемости тел как особой характеристики изменения структурной организации. В соответствии с трибофатическими представлениями [2–32], повреждаемость трактуется как любое необратимое изменение структуры, сплошности, формы и т.д. деформируемого твердого тела, приводящее к его предель-

ному состоянию. Хотя, например, предел упругости неявным образом учитывается при моделировании пластичности, однако повреждаемость при реализации, например, механической или контактной усталости происходит при линейном упругом деформировании и требует особого подхода при описании с учетом предельных усталостных характеристик материала. Указанные недостатки преодолеваются в подходе, который изложен ниже.

Основные положения. Согласно [2, 4, 31], механотермодинамическая (МТД) система в общем случае представляет собой сплошную термодинамическую среду с распределенными (рассеянными) в ней твердыми телами, взаимодействующими как между собой, так и со средой. Представим ее фрагмент ограниченных размеров $\Omega(X, Y, Z)$ (рисунок 2). Среда имеет температуру θ и химический состав Ch . В ней находятся два взаимодействующих в области контактной площадки $S(x, y, z)$ твердотельных элемента (A и B), которые могут перемещаться относительно друг друга. Произвольные механические нагрузки, воспринимаемые одним из них (например, элементом A), в собственной трехмерной системе координат x, y, z сводятся к внутренним поперечным Q_x, Q_y, Q_z и продольным N_x, N_y, N_z усилиям, а также изгибающим моментам M_x, M_y, M_z . Элемент B прижимается к элементу A нагрузками, которые сводятся к распределенному нормальному $p(x, y)$ и касательному $q(x, y)$ давлению. Начало координат помещается в точку первоначального контакта O двух элементов (до деформации). Нетрудно видеть, что элементы A и B в совокупности составляют трибофатическую систему [4], которая, со своей стороны, представляется [2] как пара трения [ее составляют элемент A при отсутствии внутренних усилий ($N_i = 0, Q_i = 0, M_i = 0, i = x, y, z$) и элемент B]. Таким образом, трибофатическая система – это пара трения, в которой хотя бы один из элементов воспринимает внеконтактные нагрузки и, следовательно, подвергается объемному деформированию. Данное представление МТД-системы имеет то достоинство, что для анализа состояний твердых тел, ее составляющих, можно воспользоваться соответствующими решениями, известными в механике деформируемого твердого тела, механике контактного взаимодействия, механике трибофатических систем (трибофатике) и в трибологии.

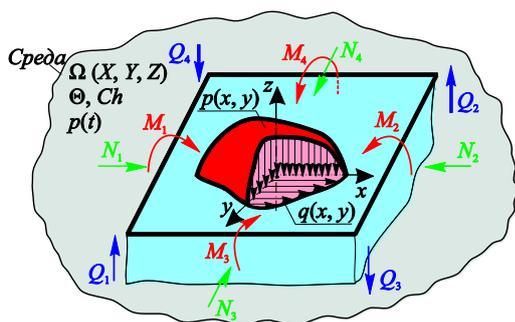


Рисунок 2 – Схема элементарной механотермодинамической (МТД) системы

Наша задача состоит в том, чтобы описать энергетическое состояние МТД-системы под воздействием механических и термодинамических нагрузок с учетом влияния среды.

Энергетическое состояние любой системы интересно и само по себе. Однако применительно к МТД-системе особенно важно исследовать ее повреждаемость и, как следствие, условия достижения предельного состояния. Особый интерес представляет анализ так называемых запредельных или закритических состояний [2].

Основные представления, которые положены в основу развиваемой теории, можно сформулировать с учетом работ [2–4] следующим образом.

I Ввиду того, что элементы МТД-системы воспринимают нагрузки разной природы – механические, тепловые и электрохимические, традиционный анализ их повреждаемости и предельного состояния при действии только механических напряжений или деформаций [35–43 и мн. др.] может служить основой исследований, но оказывается недостаточным и, следовательно, неэффективным. Это означает, что необходим анализ состояний МТД-системы с наиболее общих – энергетических представлений.

II Поскольку повреждаемость твердых тел МТД-системы определяется механическими, термодинамическими [44–46, и др.] и электрохимическими нагрузками, требуется ввести обобщенное представление о ее комплексном повреждении, которое обусловлено этими нагрузками, когда они действуют совместно. Будем называть таким повреждением всякое необратимое изменение формы, размеров, объема, массы, состава, строения, сплошности и, следовательно, физико-механических свойств элементов системы; это означает соответствующее изменение функций системы как целого.

III Зарождение и развитие комплексного повреждения определяется, главным образом, четырьмя частными явлениями: механической усталостью, трением и изнашиванием, термодинамическими и электрохимическими процессами. Эти явления называются частными в том смысле, что каждое из них может быть реализовано как независимое и отдельное, и оно ведет к соответствующему энергетическому состоянию и поврежденности по частным (отдельным) критериям.

IV В общем случае все эти частные явления и процессы в МТД-системе возникают одновременно и в одной зоне, и тогда ее состояния обусловлены не одним каким-либо из указанных явлений, а их совместным (совокупным) развитием и, следовательно, взаимодействием.

V Если физическое состояние МТД-системы описывается всей подводимой к ней энергией u_Σ , то состояние ее поврежденности определяется лишь эффективной (опасной) частью $u_\Sigma^{eff} \ll u_\Sigma$, которая затрачивается на генерирование, движение и взаимодействие необратимых повреждений.

VI Эффективная энергия u_Σ^{eff} в случае объемного деформирования твердых тел может быть представлена функцией трех составляющих: тепловой u_T^{eff} , силовой u_n^{eff} и фрикционной u_f^{eff} энергий

$$u_\Sigma^{eff} = F_\Lambda(u_T^{eff}, u_n^{eff}, u_f^{eff}), \quad (25)$$

где F_Λ учитывает необратимое кинетическое взаимодействие частных повреждающих явлений. Составляющие $u_T^{eff}, u_n^{eff}, u_f^{eff}$ эффективной энергии u_Σ^{eff} не обладают, следовательно, свойством аддитивности.

VII Процессы электрохимического (в частности – коррозионного) повреждения твердых тел могут быть учтены введением параметра $0 \leq D_{ch} \leq 1$ и изучаться, например, как электрохимическая повреждаемость под воздействием температуры ($D_{T(ch)}$), напряжений ($D_{n(ch)}$), коррозии и трения ($D_{\tau(ch)}$), так что функция (25) принимает вид

$$u_{\Sigma}^{eff} = F_{\Lambda} \left(u_{T(ch)}^{eff}, u_{n(ch)}^{eff}, u_{\tau(ch)}^{eff} \right). \quad (26)$$

VIII Обобщенным критерием предельного (критического) состояния служит условие достижения эффективной энергией u_{Σ}^{eff} предельного значения – критической величины u_0 в некоторой области ограниченных размеров – в опасном объеме МТД-системы.

IX Энергия u_0 считается фундаментальной для данного вещества константой; она не должна зависеть от условий испытания, видов подводимой энергии, механизмов повреждения.

X Опасным объемом называется трехмерная область $V_{ij} \subset V_0$ деформируемого твердого тела (рабочий объем которого есть V_0) с критическим состоянием материала во всех точках, ее составляющих.

XI В общем случае критическое (предельное) состояние МТД-системы достигается не в результате простого роста составляющих эффективной энергии и, следовательно, накопления необратимых повреждений, обусловленных отдельными воздействиями (нагрузками) разной природы, но в результате их диалектического взаимодействия, направленность которого характеризуется развитием явлений самопроизвольного упрочнения-разупрочнения материалов в данных условиях эксплуатации или испытаний. Таким образом, принимая во внимание функцию (26), гипотезу о критическом (предельном) состоянии МТД-системы можно представить в следующем общем виде:

$$\Phi(u_{\sigma(ch)}^{eff}, u_{\tau(ch)}^{eff}, u_{T(ch)}^{eff}, \Lambda_{n \setminus k \setminus l}, m_k, u_0) = 0, \quad (27)$$

где m_k , $k = 1, 2, \dots$, – некоторые характеристические свойства (упрочнения-разупрочнения) контактирующих материалов, $\Lambda_{k \setminus l \setminus n} \geq 1$ – функции (параметры) диалектического взаимодействия эффективных энергий (необратимых повреждений), обусловленных нагрузками разной природы. Это означает, что при $\Lambda_k > 1$ прогнозируется (и реализуется) ускорение процессов повреждаемости, при $\Lambda_l < 1$ – их замедление, а при $\Lambda_n = 1$ – их стабильное развитие.

XII С учетом положения III гипотеза (27) должна быть (с физической точки зрения) многокритериальной, т.е. она должна описывать не только состояния системы как целого, но и ее отдельных элементов по разным критериям потери работоспособности (износ, усталостное разрушение, выкрашивание, коррозионное повреждение, тепловое повреждение и др.). В частных случаях возможно достижение соответствующих критических (предельных) состояний по одному или двум, трем или нескольким критериям одновременно.

XIII Достижение предельного состояния

$$u_{\Sigma}^{eff} = u_0 \quad (28)$$

означает полную потерю МТД-системой целостности, т.е. всех своих функций; одновременно это достижение ее элементами поврежденности

$$0 < \psi_u^{eff} = u_{\Sigma}^{eff} / u_0 \quad (29)$$

критической величины

$$\psi_u^{eff} \left(\psi_{\sigma(ch)}, \psi_{\tau(ch)}, \psi_{T(ch)}, \Lambda_{k \setminus l \setminus n}, m_k \right) = 1. \quad (30)$$

XIV Если $t = t_0$ – время возникновения системы, а T_{\oplus} – время достижения ею предельного (критического) состояния, то времени функционального ее отказа соответствует значение относительного времени жизни (долговечность) $t / T_{\oplus} = 1$. Но время существования T_* системы как материального объекта значительно больше времени ее жизни как целого ($T_* \gg T_{\oplus}$), так как в период $t > T_{\oplus}$ реализуется длительный процесс ее деградации – разложения путем образования большого числа остатков, осколков, фрагментов и т.п. Этот процесс развивается под воздействием не только возможных механических нагрузок, но, и, главным образом, среды – вплоть до гибели системы как материального объекта в момент времени $t = T_*$. Гибель системы – это ее полный распад на бесконечно большое число предельно малых частиц (атомов, например). За критическое существование системы как постепенно разлагающегося материального объекта можно описать, следовательно, условиями

$$\psi_u^{eff} \rightarrow \infty; \quad (31)$$

$$d_{\psi} \rightarrow 0, \quad (32)$$

где d_{ψ} – среднестатистический размер частиц распада, при этом между ψ_{Σ} и d_{ψ} должна существовать органическая взаимосвязь $\psi_u^{eff}(d_{\psi})$. И тогда условие гибели системы

$$t / T_* = 1. \quad (33)$$

XV Частицы распада «старой системы» не уничтожаются, а идут (расходятся) на образование и рост бесчисленных «новых систем» – такова сущность гистерезиса эволюции МТД-систем.

Энергетическая теория поврежденности и предельных состояний. Дадим сначала конкретизацию функции (25).

Для определения эффективной энергии рассмотрим работу внутренних сил в элементарном объеме dV трибофатической системы (A, B – см. рисунок 2). В общем случае дифференциал работы внутренних сил и температуры dT_{Σ} запишем с учетом правила раскрытия бискалярного произведения тензоров напряжений и деформации σ и ϵ :

$$\begin{aligned} du = \sigma_{ij} \cdot d\epsilon_{ij} + kdT_{\Sigma} &= \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d\epsilon_{xx} & d\epsilon_{xy} & d\epsilon_{xz} \\ d\epsilon_{yx} & d\epsilon_{yy} & d\epsilon_{yz} \\ d\epsilon_{zx} & d\epsilon_{zy} & d\epsilon_{zz} \end{pmatrix} + \\ + kdT_{\Sigma} &= \sigma_{xx} d\epsilon_{xx} + \sigma_{yy} d\epsilon_{yy} + \sigma_{zz} d\epsilon_{zz} + \sigma_{xy} d\epsilon_{xy} + \sigma_{xz} d\epsilon_{xz} + \\ &+ \sigma_{yz} d\epsilon_{yz} + kdT_{\Sigma}; \end{aligned} \quad (34)$$

здесь k – постоянная Больцмана.

Будем исходить из того положения, что в общем случае, в соответствии с [2, 4], определяющую роль в формировании износоусталостного повреждения играют и нормальные и касательные напряжения, которые обуславливают соответственно процессы сдвига (вследствие трения) и отрыва (вследствие растяжения-сжатия).

В этой связи тензор T целесообразно разделить на две части: T_{τ} – тензор фрикционно-сдвиговых напряжений, или, короче, тензор сдвига, и T_{σ} – тензор нормальных

напряжений (растяжения-сжатия), или, короче, тензор отрыва. Итак, в (28) выделим отрывную T_σ и сдвиговую T_τ части тензора T :

$$\begin{aligned} du &= \sigma_{ij}^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + kdT_\Sigma = \left(\sigma_n^{(v,w)} + \sigma_\tau^{(v,w)} \right) \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + \\ &+ kdT_\Sigma = \sigma_n^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + \sigma_\tau^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + kdT_\Sigma = \\ &= du_n + du_\tau + du_r. \end{aligned} \quad (35)$$

В соответствии с положениями III и IV необходимо следующее представление тензоров T и E :

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \sigma_{ij}^{(v,w)} = \sigma_{ij} \left(\sigma_{ij}^{(v)}, \sigma_{ij}^{(w)} \right), \\ \varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij}^{(v,w)} = \varepsilon_{ij} \left(\varepsilon_{ij}^{(v)}, \varepsilon_{ij}^{(w)} \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Здесь тензоры напряжений и деформаций с индексом V обусловлены действием объемных нагрузок (общие случаи трехмерного изгиба, кручения, растяжения-сжатия), а с индексом W обусловлены контактным взаимодействием элементов системы. И тогда выражение (35) с учетом (36) можно представить в виде

$$\begin{aligned} du &= \sigma_{ij}^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + kdT_\Sigma = \left(\sigma_n^{(v,w)} + \sigma_\tau^{(v,w)} \right) \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + \\ &+ kdT_\Sigma = \sigma_n^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + \sigma_\tau^{(v,w)} \cdot d\varepsilon_{ij}^{(v,w)} + kdT_\Sigma = \\ &= du_n + du_\tau + du_r. \end{aligned} \quad (37)$$

В случае линейной зависимости между напряжениями и деформациями выражение (36) примет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \sigma_{ij}^{(v,w)} = \sigma_{ij}^{(v)} + \sigma_{ij}^{(w)} = \\ &= \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{(v)} + \sigma_{xx}^{(w)} & \sigma_{xy}^{(v)} + \sigma_{xy}^{(w)} & \sigma_{xz}^{(v)} + \sigma_{xz}^{(w)} \\ \sigma_{yx}^{(v)} + \sigma_{yx}^{(w)} & \sigma_{yy}^{(v)} + \sigma_{yy}^{(w)} & \sigma_{yz}^{(v)} + \sigma_{yz}^{(w)} \\ \sigma_{zx}^{(v)} + \sigma_{zx}^{(w)} & \sigma_{zy}^{(v)} + \sigma_{zy}^{(w)} & \sigma_{zz}^{(v)} + \sigma_{zz}^{(w)} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij}^{(v,w)} = \varepsilon_{ij}^{(v)} + \varepsilon_{ij}^{(w)} = \\ &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^{(v)} + \varepsilon_{xx}^{(w)} & \varepsilon_{xy}^{(v)} + \varepsilon_{xy}^{(w)} & \varepsilon_{xz}^{(v)} + \varepsilon_{xz}^{(w)} \\ \varepsilon_{yx}^{(v)} + \varepsilon_{yx}^{(w)} & \varepsilon_{yy}^{(v)} + \varepsilon_{yy}^{(w)} & \varepsilon_{yz}^{(v)} + \varepsilon_{yz}^{(w)} \\ \varepsilon_{zx}^{(v)} + \varepsilon_{zx}^{(w)} & \varepsilon_{zy}^{(v)} + \varepsilon_{zy}^{(w)} & \varepsilon_{zz}^{(v)} + \varepsilon_{zz}^{(w)} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (39)$$

а (37) –

$$\begin{aligned} du &= u = \frac{1}{2} \sigma_{ij} \cdot \varepsilon_{ij} + kT_\Sigma = \frac{1}{2} \left(\sigma_{ij}^{(v)} + \sigma_{ij}^{(w)} \right) \cdot \left(\varepsilon_{ij}^{(v)} + \varepsilon_{ij}^{(w)} \right) + \\ &+ kT_\Sigma = \frac{1}{2} \left[\left(\sigma_n^{(v)} + \sigma_n^{(w)} \right) + \left(\sigma_\tau^{(v)} + \sigma_\tau^{(w)} \right) \right] \cdot \left(\varepsilon_{ij}^{(v)} + \varepsilon_{ij}^{(w)} \right) + \\ &+ kT_\Sigma = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{(v)} + \sigma_{xx}^{(w)} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{(v)} + \sigma_{yy}^{(w)} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz}^{(v)} + \sigma_{zz}^{(w)} \end{pmatrix} + \right. \\ &\left. + \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{xy}^{(v)} + \sigma_{xy}^{(w)} & \sigma_{xz}^{(v)} + \sigma_{xz}^{(w)} \\ \sigma_{yx}^{(v)} + \sigma_{yx}^{(w)} & 0 & \sigma_{yz}^{(v)} + \sigma_{yz}^{(w)} \\ \sigma_{zx}^{(v)} + \sigma_{zx}^{(w)} & \sigma_{zy}^{(v)} + \sigma_{zy}^{(w)} & 0 \end{pmatrix} \right] \cdot \\ &\cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^{(v)} + \varepsilon_{xx}^{(w)} & \varepsilon_{xy}^{(v)} + \varepsilon_{xy}^{(w)} & \varepsilon_{xz}^{(v)} + \varepsilon_{xz}^{(w)} \\ \varepsilon_{yx}^{(v)} + \varepsilon_{yx}^{(w)} & \varepsilon_{yy}^{(v)} + \varepsilon_{yy}^{(w)} & \varepsilon_{yz}^{(v)} + \varepsilon_{yz}^{(w)} \\ \varepsilon_{zx}^{(v)} + \varepsilon_{zx}^{(w)} & \varepsilon_{zy}^{(v)} + \varepsilon_{zy}^{(w)} & \varepsilon_{zz}^{(v)} + \varepsilon_{zz}^{(w)} \end{pmatrix} + kT_\Sigma. \end{aligned} \quad (40)$$

Из (40) видно, что отрывная часть T_σ тензора T представляет собой сумму отрывных частей тензоров при объемном деформировании $\sigma_n^{(v)}$ и поверхностном нагружении (трении) $\sigma_n^{(w)}$, а сдвиговая T_τ – сумму сдвиговых частей $\sigma_\tau^{(v)}$ и $\sigma_\tau^{(w)}$. В этом и состоит *принципиальное отличие* обобщенного подхода к построению критерия предельного состояния МТД-системы.

Из общей энергии (40) выделим ее эффективную часть в соответствии с положениями V и VIII с учетом работ [2, 3]. Для этого введем коэффициенты $A_n(V)$, $A_\tau(V)$ и $A_T(V)$ соответствующей размерности, которые определяют долю поглощенной энергии

$$du_\Sigma^{eff} = \Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[A_n(V) \sigma_n \cdot d\varepsilon_{ij} + \right] + \right. \\ \left. + A_\tau(V) \sigma_\tau \cdot d\varepsilon_{ij} \right\} + A_T(V) kdT_\Sigma, \quad (41)$$

или

$$du_\Sigma^{eff} = \Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[A_n(V) du_n + \right] + \right. \\ \left. + A_\tau(V) du_\tau \right\}, \quad (42)$$

где $\Lambda_{M \setminus T}(V)$, $\Lambda_{\tau \setminus n}(V)$ – функции взаимодействия между энергиями различной природы. Индекс $\tau \setminus n$ означает, что функция Λ описывает взаимодействие между сдвиговой (τ) и отрывной (n) составляющими эффективной энергии, а индекс $M \setminus T$ означает, что функция Λ описывает взаимодействие между механической (M) и тепловой (T) частями эффективной энергии. То, что коэффициенты A могут быть, вообще говоря, различными для различных точек объема V , позволяет учитывать неоднородность среды.

Принимая во внимание (42), можно дать конкретизацию критерия (27) без учета влияния среды:

$$\Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[du_n^{eff} + du_\tau^{eff} \right] + du_T^{eff} \right\} = u_0. \quad (43)$$

В случае линейной зависимости между напряжениями и деформациями выражения (41) и (42) будут соответственно

$$\begin{aligned} u_\Sigma^{eff} &= \Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[\frac{1}{2} A_n(V) \sigma_n \cdot \varepsilon_{ij} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{1}{2} A_\tau(V) \sigma_\tau \cdot \varepsilon_{ij} \right] + A_T(V) kdT_\Sigma \right\}, \end{aligned} \quad (44)$$

или

$$\begin{aligned} u_\Sigma^{eff} &= \Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[A_n(V) u_n + \right] + A_T(V) u_n \right\} = \\ &= \Lambda_{M \setminus T}(V) \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n}(V) \left[u_n^{eff}(V) + u_\tau^{eff}(V) \right] + u_T^{eff}(V) \right\}. \end{aligned} \quad (45)$$

С учетом (36) критерий (43) можно представить следующим образом:

$$u_{\Sigma}^{eff} = \left\{ \left[u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)}) + \right. \right. \\ \left. \left. + u_{\tau}^{eff}(\sigma_{\tau}^{(V,W)}, \varepsilon_{\tau}^{(V,W)}) \right] \Lambda_{n|\tau} + \right. \\ \left. + u_T^{eff} \right\} \Lambda_{T|M} = u_0. \quad (46)$$

В случае, когда необходимо учесть временные эффекты, критерий (46) примет вид

$$u_{\Sigma}^{eff} = \int_0^t \left\{ \left[u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)}, t) + \right. \right. \\ \left. \left. + u_{\tau}^{eff}(\sigma_{\tau}^{(V,W)}, \varepsilon_{\tau}^{(V,W)}, t) \right] \Lambda_{n|\tau}(t) + \right. \\ \left. + u_T^{eff}(t) \right\} \Lambda_{T|M}(t) dt = u_0. \quad (47)$$

Таким образом, выражение (45) представляет собой конкретизацию функции (25), а формула (46) есть конкретизация критерия (27) для того случая, когда влияние среды не принимается во внимание.

Критерий (27) в формах (46) и (47) гласит: *когда сумма взаимодействующих эффективных составляющих (компонент) энергии, обусловленной действием комплекса силовых, фрикционной и тепловой (термодинамической) нагрузок, достигнет критической (предельной) величины u_0 , реализуется критическое (или предельное) состояние МТД-системы (как отдельных элементов, так и системы в целом)*. Физически оно определяется многими и разными повреждениями.

Выше был отмечен фундаментальный характер параметра u_0 . Следуя работам [47–59], параметр u_0 будем трактовать как начальную энергию активации процесса разрушения. Было показано, что величина u_0 примерно совпадает с теплотой сублимации для металлов и кристаллов с ионными связями, а также с энергией активации термодеструкции для полимеров:

$$u_0 \approx u_T.$$

С другой стороны, величина u_0 определяется как энергия активации механического разрушения:

$$u_0 \approx u_M.$$

Следовательно, энергию u_0 можно считать константой вещества:

$$u_0 \approx u_M \approx u_T = \text{const}. \quad (48)$$

Принимая во внимание физико-механические и термодинамические представления о процессах повреждения и разрушения [48, 49, 51], запишем (48) в виде

$$u_M = s_k \frac{\sigma_{th} C_a}{E \alpha_V} = u_0 = k T_S \ln \frac{k \theta_D}{h} = u_T, \quad (49)$$

где s_k – коэффициент приведения; σ_{th} – теоретическая прочность; E – модуль упругости; C_a – атомная теплоемкость; α_V – коэффициент термического расширения объема; k – постоянная Больцмана; T_S – температура плавления; θ_D – температура Дебая; h – постоянная Планка. В соответствии с (49) приближенно можно принять [48]

$$u_0 \approx \varepsilon_* \frac{C_a}{\alpha_V}, \quad (50)$$

где $\varepsilon_* \approx 0,6$ – предельная деформация межатомной связи.

Вычисления по (50) не представляют затруднений, однако разработаны и методы экспериментального определения величины u_0 (см., например, [49]).

Из равенств (49) следует, что u_0 – энергия активации данного вещества, по порядку величины равная 1–10 эВ в расчете на одну частицу, атом или молекулу ($\sim 10^2$ – 10^3 кДж/моль), т. е. величина, близкая к энергии разрыва межатомной связи в твердом теле [52]. И ее уровень не зависит от того, каким способом достигается разрушение – механическим, тепловым либо их совокупным действием. В работе [49] можно найти таблицы, содержащие величины u_0 для различных материалов.

Из (49) устанавливается *термомеханическая константа материала* [2]

$$\frac{\sigma_{th}}{T_S} = E \frac{\alpha_V k}{C_a} \ln \frac{k \theta_D}{h} = \theta_{\sigma}. \quad (51)$$

Константа θ_{σ} характеризует *потерю прочности, приходящуюся на 1 К*.

Критерий (46) записан в абсолютных значениях физических параметров – величин составляющих эффективной и критической энергий. Его нетрудно привести к безразмерному виду путем деления на величину u_0 . Тогда критерий (46) представляется в терминах необратимого (эффективного) повреждения

$$\Psi_u^{eff} = \frac{u_{\Sigma}^{eff}}{u_0} = 1. \quad (52)$$

Ясно, что локальная (в точке) энергетическая мера поврежденности Ψ_u^{eff} изменяется в интервале

$$0 \leq \Psi_u^{eff} \leq 1, \quad (53)$$

или в развернутом виде

$$0 \leq \Psi_u^{eff} = \frac{\Lambda_{T|M}}{u_0} \left\{ \left[u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)}) + \right. \right. \\ \left. \left. + u_{\tau}^{eff}(\sigma_{\tau}^{(V,W)}, \varepsilon_{\tau}^{(V,W)}) \right] \Lambda_{n|\tau} + \right. \\ \left. + u_T^{eff} \right\} \leq 1. \quad (54)$$

В соответствии с (54) можно определить и частные энергетические меры поврежденности:

$$0 \leq \Psi_n^{eff} = \frac{u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)})}{u_0} \leq 1; \quad (55)$$

$$0 \leq \Psi_{\tau}^{eff} = \frac{u_{\tau}^{eff}(\sigma_{\tau}^{(V,W)}, \varepsilon_{\tau}^{(V,W)})}{u_0} \leq 1; \quad (56)$$

$$0 \leq \Psi_T^{eff} = \frac{u_T^{eff}}{u_0} \leq 1, \quad (57)$$

обусловленные эффективными энергиями разной природы, которые определяются соответственно силовыми (индексы n), фрикционной (индексы τ) и термодинамическими (индексы T) нагрузками. И теперь критерий (52) можно записать в безразмерном виде:

$$\Psi_u^{eff} = \left[(\Psi_n^{eff} + \Psi_{\tau}^{eff}) \Lambda_{n|\tau} + \Psi_T^{eff} \right] \Lambda_{M|T} = 1. \quad (58)$$

Согласно (58) предельное состояние МТД-системы достигается, когда сумма взаимодействующих повреждений ($0 < \psi < 1$), обусловленных механическими и термодинамическими нагрузками, станет равной единице. Критерий (46) в форме (58) удобен тем, что все меры поврежденности являются безразмерными и имеют единый интервал $0 \leq \psi \leq 1$ изменения величин.

Поскольку многообразные и бесчисленные акты и эффекты взаимодействия физических повреждений многих типов (дислокаций, вакансий, неупругих деформаций и т.д.) не могут быть точно описаны и предсказаны, при анализе работы МТД-системы вводится представление о *взаимодействии опасных объемов* [2], которые и содержат реальный комплекс повреждений [дефектов, порождаемых действием соответствующих полей напряжений (деформаций)]. Согласно *статистической модели деформируемого твердого тела с опасным объемом* [53], такой объем должен зависеть от его геометрических размеров, определяющих рабочий объем V_0 тела, параметров функций распределения $p(\sigma_{-1})$ и $p(\sigma)$ пределов выносливости σ_{-1} и действующих напряжений σ с учетом вероятностей P и γ_0 , а также градиентов G_σ действующих напряжений:

$$V_{P\gamma} = F_V [p(\sigma_{-1}), p(\sigma), G_\sigma, V_0, P, \gamma_0, \mathcal{Q}_V]. \quad (59)$$

Здесь \mathcal{Q}_V описывает влияние на величину предела выносливости формы тела и схемы его нагружения при усталостных испытаниях.

Таким образом, *опасный объем может служить эквивалентом комплекса повреждений*, поскольку его величина пропорциональна, в частности, уровню действующих напряжений и, следовательно, количеству (концентрации) дефектов (повреждений).

Граница между объемами с опасным и безопасным состоянием, как следует из выражения (59), в общем случае размыта и носит вероятностный характер. С увеличением вероятности разрушения P тела опасный объем $V_{P\gamma}$ растет. Но при заданном значении P он может количественно изменяться в зависимости от величины доверительной вероятности γ_0 . Значит, при $P = \text{const}$

$$V_{P\gamma \min} \leq V_{P\gamma} \leq V_{P\gamma \max}, \quad (60)$$

если $\gamma_{\min} \leq \gamma_0 \leq \gamma_{\max}$, где γ_{\min} , γ_{\max} образуют допустимый интервал изменения γ_0 . Если же принять, что $\gamma_0 = \text{const}$, то опасный объем будет иметь единственное значение, связанное с вероятностью разрушения P .

Рассеянное повреждение в пределах опасного объема характерно не только для так называемых гладких тел, но и для элементов с конструктивными *концентраторами напряжений* [53]. На рисунке 3 можно видеть несколько микротрещин в остром (радиус закругления $r = 0,5$ мм, теоретический коэффициент концентрации напряжений $\alpha_n = 8$ – рисунок 3, а) и пологом ($r = 2$ мм, $\alpha_n = 2,55$ – рисунок 3, б) надрезах, а также две усталостные трещины на расстоянии 25 мм друг от друга в галтельном переходе от шейки к щеке коленчатого вала ($r = 18$ мм, $\alpha_n = 3,2$ – рисунок 3, в); диаметр шейки 360 мм.

Таким образом, если, например, в случае одноосного напряженного состояния, известна эпюра распределения напряжений $\sigma(x, y, z)$ по координатным осям x, y, z , то *опасный объем вычисляют по формуле*

$$V_{P\gamma} = \iiint_{\sigma(x, y, z) > \sigma_{-1\min}} dx dy dz, \quad (61)$$

где $\sigma_{-1\min}$ – нижняя граница рассеяния пределов выносливости σ_{-1} тела, такая, что если $\sigma_{-1} < \sigma_{-1\min}$, то $P = 0$.

Из (61) следует *обобщенное условие усталостного разрушения*

$$V_{P\gamma} > 0 \quad (62)$$

с некоторой вероятностью P при доверительной вероятности γ_0 .

Если

$$V_{P\gamma} = 0, \quad (63)$$

то усталостное разрушение физически произойти не может (так как в этом случае $\sigma < \sigma_{-1\min}$), следовательно, (63) есть *обобщенное условие неразрушения*.

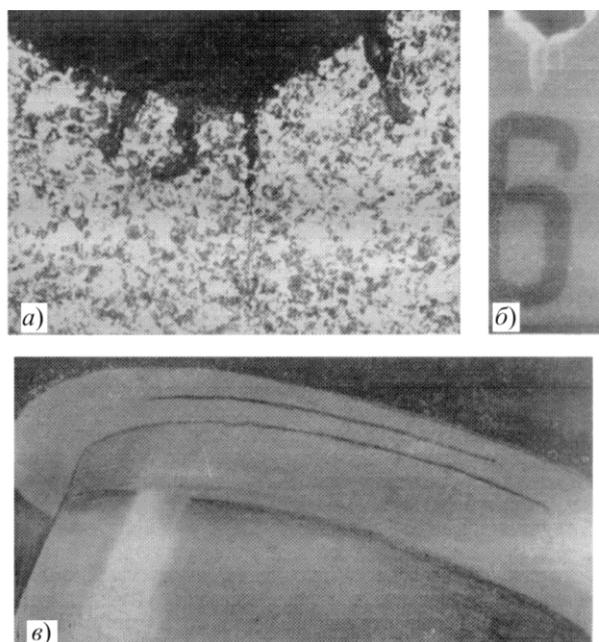


Рисунок 3 – Усталостные микротрещины в зонах концентрации напряжений (Л. А. Сосновский)

Методика расчета опасных объемов V_{ij} для пар трения и трибофатических систем разработана аналогично (59):

$$V_{ij} = V_{ij}(\sigma_n^{(V,W)}, \sigma_\tau^{(V,W)}, \sigma_{\text{lim}}^{(V,W)}, G_{\sigma_{ij}}, V_0, P, \gamma_0) \quad (64)$$

и изложена в работах [4, 54–56]; здесь $\sigma_{\text{lim}}^{(V,W)}$ – предельное напряжение по заданному критерию повреждения и разрушения.

Далее можно ввести следующие безразмерные характеристики поврежденности: *интегральная энергетическая поврежденность в пределах опасного объема*

$$\Psi_u^{\text{eff}}(V) = \iiint_{\Psi_u^{\text{eff}}(dV) \geq 1} \frac{u_\Sigma^{\text{eff}}}{u_0} dV \quad (65)$$

и *средняя энергетическая поврежденность (в каждой точке опасного объема)*

$$\bar{\Psi}_u^{eff}(V) = \frac{1}{V_u} \iiint_{\Psi_u^{eff}(dV) \geq 1} \frac{u_\Sigma^{eff}}{u_0} dV. \quad (66)$$

Накопление во времени энергетической поврежденности в пределах опасного объема описывается соответственно уравнениями

$$\Psi_u^{eff}(V, t) = \int_t \iiint_{\Psi_u^{eff}(dV) \geq 1} \frac{u_\Sigma^{eff}}{u_0} dV dt, \quad (67)$$

$$\bar{\Psi}_u^{eff}(V, t) = \int_t \frac{1}{V_u} \iiint_{\Psi_u^{eff}(dV) \geq 1} \frac{u_\Sigma^{eff}}{u_0} dV dt. \quad (68)$$

Имея (63)–(68), можно дать описание и проанализировать повреждаемость МТД-системы из наиболее общих – энергетических представлений с учетом влияния многих и разных факторов учитываемых посредством (59), в том числе и *масштабного эффекта*, т.е. изменения размеров и формы (массы) элементов системы.

В соответствии с работами [2, 57], функция $\Lambda_{k \setminus l \setminus n}$ взаимодействия повреждений в МТД-системе определяется параметрами ρ соотношения эффективных энергий:

$$\Lambda_{n \setminus k \setminus l} = \Lambda_{n \setminus k \setminus l}(\rho_{M \setminus T}, \rho_{n \setminus \tau}) \geq 1, \quad (69)$$

$$\rho_{n \setminus \tau} = u_\tau^{eff} / u_n^{eff}, \quad \rho_{M \setminus T} = u_M^{eff} / u_T^{eff}. \quad (70)$$

Величины Λ , вычисляемые по (69), описывают влияние уровня соотношений нагрузочных параметров на характер и направленность взаимодействия необратимых повреждений [2–4]. Если $\Lambda > 1$, система является саморазупрочняющейся, т.к. в балансе явлений упрочнение-разупрочнение преимущественное развитие получают процессы разупрочнения, а если $\Lambda < 1$, то она самоупрочняется, т.к. в балансе явлений упрочнение-разупрочнение превалируют процессы упрочнения. При $\Lambda = 1$ система оказывается стабильной – самопроизвольные явления упрочнения-разупрочнения в ней находятся в равновесии. Общий анализ взаимодействия повреждений в МТД-системах будет дан, ввиду его принципиальной важности, в отдельной статье.

После того как критерий (27) в принципе формализован, следует учесть действие электрохимических нагрузок (повреждений) в соответствии с положением VII. Надо сразу же сказать, что в строгой механотермодинамической постановке это сделать затруднительно: электрохимические реакции при взаимодействии среды с деформируемым твердым телом весьма многообразны, сложны и изучены недостаточно. Поэтому здесь принимается подход, предложенный в работах [2, 3], а именно: вводится упрощение, согласно которому повреждаемость твердых тел в среде определяется коррозионно-электрохимическими процессами. И дополнительно выдвигается гипотеза, согласно которой эффективная энергия коррозионно-электрохимического повреждения пропорциональна квадрату скорости коррозии, т.е.

$$u_{ch}^{eff} \sim v_{ch}^2. \quad (71)$$

Если, в соответствии с положением VII, $0 \leq D_{ch} \leq 1$ – параметр коррозионно-электрохимического повреждения, то с учетом работы [2, 4, 57] критерий (26) будет

$$\Lambda_{M \setminus T} \left[\frac{u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)})}{u_0(1-D_n)} + \frac{u_\tau^{eff}(\sigma_\tau^{(V,W)}, \varepsilon_\tau^{(V,W)})}{u_0(1-D_\tau)} \right] \Lambda_{n \setminus \tau} + \frac{u_T^{eff}}{u_0(1-D_T)} = 1, \quad \Lambda \geq 1, \quad (72)$$

где

$$0 \leq \frac{u_n^{eff}(\sigma_n^{(V,W)}, \varepsilon_n^{(V,W)})}{u_0(1-D_n)} = \Psi_{n(ch)}^{eff} \leq 1; \quad (73)$$

$$0 \leq \frac{u_\tau^{eff}(\sigma_\tau^{(V,W)}, \varepsilon_\tau^{(V,W)})}{u_0(1-D_\tau)} = \Psi_{\tau(ch)}^{eff} \leq 1; \quad (74)$$

$$0 \leq \frac{u_T^{eff}}{u_0(1-D_T)} = \Psi_{T(ch)}^{eff} \leq 1; \quad (75)$$

$$1 - D_T = b_{e(T)} \left(\frac{v_{ch}}{v_{ch(T)}} \right)^{m_{v(T)}}; \quad (76)$$

$$1 - D_n = b_{e(n)} \left(\frac{v_{ch}}{v_{ch(n)}} \right)^{m_{v(n)}}.$$

Здесь v_{ch} – скорость коррозии в данной среде; $v_{ch(T)}$, $v_{ch(\sigma)}$, $v_{ch(\tau)}$ – скорость коррозии в той же среде соответственно при термическом, силовом, фрикционном воздействиях; b_e – коэффициенты, которые учитывают процессы коррозионной эрозии; $m_{v(\cdot)}$ – параметры, определяющие электрохимическую активность материалов при силовом (индекс σ), фрикционном (индекс τ) и термодинамическом (индекс T) нагружениях; при этом $m_{v(\sigma)} = 2 / A_{ch}$ и параметр $A_{ch} \geq 1$.

В литературе можно найти (см., например, [59]) и другие методы оценки параметров типа D_{ch} .

Как видно, уравнение (72) и есть конкретизация критерия (27). Согласно этому критерию, предельное состояние МТД-системы наступит, когда сумма диалектически взаимодействующих необратимых повреждений от силового, фрикционного и термодинамического воздействий (с учетом процессов электрохимического повреждения под напряжением, при трении и под воздействием температуры) достигнет единицы.

Рассмотрим далее частный случай, когда в (46) принимается $A_\sigma(V) = A_\sigma = \text{const}$, $A_\tau(V) = A_\tau = \text{const}$, $A_T(V) = A_T = \text{const}$, $A_{\tau\sigma}(V) = A_{\tau\sigma} = \text{const}$, $A_{M \setminus T}(V) = A_{M \setminus T} = \text{const}$.

В таком случае напряженное состояние, во-первых, обусловлено объемным деформированием, для которого можно пренебречь всеми компонентами тензора напряжений, кроме одного σ (одномерное растяжение-сжатие, чистый изгиб). Во-вторых, напряженное состояние обусловлено поверхностным трением, для которого можно пренебречь всеми компонентами тензора напряжений, кроме одного τ_w . Тогда (40) примет вид

$$\Lambda_{M \setminus T} \left[\Lambda_{\tau \setminus n} (A_\sigma \sigma^2 + A_\tau \tau^2) + A_T T_\Sigma \right] = u_0,$$

или, в соответствии с (72),

$$\Lambda_{M \setminus T} \left[\begin{array}{c} \frac{a_T}{1-D_T} T_\Sigma + \\ + \Lambda_{\sigma \tau} \left(\frac{a_\sigma}{1-D_\sigma} \sigma^2 + \frac{a_\tau}{1-D_\tau} \tau_w^2 \right) \end{array} \right] = u_0, \Lambda \gtrsim 1, \quad (77)$$

$$\text{где } \frac{a_T}{1-D_T} = A_n, \quad \frac{a_\sigma}{1-D_\sigma} = A_\sigma, \quad \frac{a_\tau}{1-D_\tau} = A_\tau.$$

Таким образом, уравнение (77) есть простейший вид энергетического критерия предельного состояния, который, тем не менее, имеет большое практическое значение [2].

Если электрохимическое влияние среды отсутствует ($D_{ch} = 0$), то

$$u_\Sigma^{\text{eff}} = \Lambda_{M \setminus T} \left[a_T T_\Sigma + \Lambda_{\tau w} (a_\sigma \sigma^2 + a_\tau \tau_w^2) \right] = u_0, \Lambda \gtrsim 1. \quad (78)$$

Уравнение (78) есть простейший вид энергетического критерия предельного состояния, который, тем не менее, имеет большое практическое значение [2, 57, 59]. Оно служит, в частности, для разработки методики оценки параметров a_T , a_σ , a_τ . В самом деле, при $\Lambda_{M \setminus T} = \Lambda_{\tau \setminus n} = 1$ имеем граничные условия:

$$\left. \begin{array}{l} T_\Sigma = 0, \tau_w = 0: \quad a_n \sigma_d^2 = u_0, \quad a_n = u_0 / \sigma_d^2; \\ T_\Sigma = 0, \sigma = 0: \quad a_\tau \tau_d^2 = u_0, \quad a_\tau = u_0 / \tau_d^2; \\ \sigma = 0, \tau_w = 0: \quad a_T \sigma_d = u_0, \quad a_T = u_0 / T_d, \end{array} \right\} \quad (79)$$

где σ_d , τ_d – нормальное и фрикционное предельные напряжения при $T \rightarrow 0$, называемые пределами (механической) деструкции; T_d – температура деструкции (при $\sigma = 0$, $\tau_w = 0$), или предел термодеструкции.

Эффективную («опасную») часть полной энергии деформации можно определить и исходя из следующих физических соображений. Будем считать, что *поток энергии деформации* u , генерируемый в образце материала при его циклическом деформировании ($\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$) в условиях однородного (линейного) напряженного состояния в известной мере *аналогичен световому потоку*. В самом деле, он непрерывно возбуждается в связи с повторением цикла нагружения с частотой $\omega = 1/\lambda$, что позволяет рассматривать его как волну (с длиной λ). Некоторая часть генерируемой таким образом энергии u может поглощаться атомами и структурными образованиями материалов, что ведет к его повреждению. Обозначим поглощаемую часть энергии через u^{eff} , тогда очевидно, что

$$u = u^{\text{eff}} + u_{\text{cons}}, \quad (80)$$

где u_{cons} – непоглощенная (называемая здесь консервативной) часть генерируемой энергии u .

Если аналогия света и энергии деформации правомерна, то закон поглощения деформации может быть аналогичным закону поглощения света *Бугера*. Следовательно, уравнение, связывающее энергию u_{cons} , прошедшую через объем V деформируемого материала, с генерируемой энергией u имеет вид

$$u_{\text{cons}} = u \exp(-\chi_\varepsilon V), \quad (81)$$

или, по *Ламберту*, в дифференциальной форме:

$$\frac{du}{u} = -\chi_\varepsilon V. \quad (82)$$

Здесь независимый от u коэффициент χ_ε является, как и в уравнении *Бугера – Ламберта*, параметром поглощения энергии.

Учитывая (81) в (80), получаем *закон поглощения энергии деформации*

$$u^{\text{eff}} = u [1 - \exp(-\chi_\varepsilon V)], \quad (83)$$

откуда следует, что при $u = 0$ или $V = 0$ будет и $u^{\text{eff}} = 0$. А при $V \rightarrow \infty$ оказывается, согласно (81), что $u_{\text{cons}} = u$, т. е. вся подведенная энергия рассеивается в таком объеме.

С *физической точки зрения процесс поглощения энергии деформации обусловлен многими явлениями:*

- переходом электронов в поглощающих атомах с более низких уровней энергии на более высокие уровни (квантовая теория);
- возникновением и развитием дислокационных структур (теория дислокаций);
- возникновением остаточных деформаций (напряжений) II и III рода (теория упругости);
- образованием и развитием любых несовершенств (дефектов) состава и строения материала – точечных, плоских, объемных (физическое материаловедение);
- явлениями упрочнения-разупрочнения (в том числе деформационного старения), развивающимися во времени (теория усталости);
- изменением (внутренней) трибофатической энтропии (механика износоусталостного повреждения [2]).

Заметим, что подход (83) можно распространить и на случай трения, поскольку всякий индентор гонит перед собой волну деформации в тонком поверхностном слое сопряженного с ним под давлением твердого тела; параметр поглощения энергии в таком случае будет χ_γ , где индекс γ указывает на деформацию сдвига. Аналогично можно рассмотреть и поглощение тепла в твердом деформируемом теле. Наконец, нетрудно решить задачу о поглощении энергии деформации в условиях неоднородного (в том числе и сложного) напряженного состояния, вводя в (81)–(83) опасный объем $V = V_{P\gamma}$.

Заметим, что *хотя критерий (78) и является частным, но он имеет принципиальный и общий характер*. Общий характер его обусловлен тем, что здесь приняты во внимание (в соответствии с положением III) все четыре частных явления, определяющие МТД-состояние системы (пусть и в упрощенной, по напряженно-деформированному состоянию, постановке). Принципиальный характер его состоит в том, что здесь, как в полном решении (46), $\Lambda_{n \setminus \tau}$ учитывает взаимодействие эффективных частей механической энергии, обусловленных нормальными σ и фрикционными τ_w напряжениями, а $\Lambda_{M \setminus T}$ – взаимодействие тепловой и механических составляющих эффективной энергии. Эффективная часть тепловой энергии определяется изменением суммарной температуры $T_\Sigma = T_2 - T_1$ в зоне силового контакта, обусловленной всеми источниками тепла, в том числе выделяемого при механическом (объемном и поверхностном) деформировании, структурных превращениях и т. п.

Механотермодинамические состояния. В рамках механотермодинамики развивается особый подход для оценки энтропии на основе обобщенного энергетического

состояния. В соответствии с данным подходом и формулой (77), из общей энергии (удельной), обусловленной каким-либо конкретным видом нагружения (силовым, температурным и др.), с помощью экспериментально определяемых коэффициентов A_l в формулах (41), (42), (77) [2–32] выделяется ее эффективная часть, непосредственно затрачиваемая на производство повреждений,

$$u_l^{eff} = A_l u_l, \quad (84)$$

где u_l – удельные внутренние энергии при отрыве (u_n), сдвиге (u_τ), тепловом воздействии (u_T).

Тогда полная удельная энергия элементарного объема и скорость ее изменения представимы в виде

$$u = \sum_l [(1 - A_l) u_l + u_l^{eff}]; \quad (85)$$

$$\frac{du}{dt} = \sum_l \left[(1 - A_l) \frac{du_l}{dt} + \frac{du_l^{eff}}{dt} \right]. \quad (86)$$

Кроме того, с помощью Λ -функций учитывается сложный (неаддитивный) характер взаимодействия между эффективными энергиями различной природы, выражаемый формулой (42). Это позволяет оценить полную эффективную энергию системы

$$\begin{aligned} u_\Sigma^{eff} &= \Lambda_\alpha (u_l^{eff}) = \Lambda_{M \setminus T} (\Lambda_{\tau \setminus n}, A_l u_l) = \\ &= \Lambda_{M \setminus T} \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n} [A_n u_n + A_\tau u_\tau] + A_T u_T \right\}, \end{aligned} \quad (87)$$

где Λ_α – возможные комбинации взаимодействия эффективных энергий (необратимых повреждений).

Особенность Λ -функций такова, что

$$u_\Sigma^{eff} \geq u_l^{eff}, \quad (88)$$

и, следовательно,

$$u_\Sigma^{eff} \geq \sum u. \quad (89)$$

Таким образом, с помощью коэффициентов A_l и Λ -функций появляется возможность оценки взаимодействия энергий, обусловленных нагрузками различной природы. Подобное взаимодействие может приводить как к резкому росту, так и значительному уменьшению эффективной (приводящей к повреждениям и предельным состояниям) энергии, по сравнению с рассчитанной по обычной аддитивной модели типа (17):

$$u_\Sigma = \sum A_l u_l. \quad (90)$$

Полная эффективная энергия объема V и ее накопление во времени с учетом формулы (87) имеют вид

$$u_\Sigma^{eff} = \int_V \rho u_\Sigma^{eff}(V) dV \quad (91)$$

и

$$u_\Sigma^{eff}(t) = \int_t \int_V \rho u_\Sigma^{eff}(V, t) dV dt. \quad (92)$$

Принципиальным моментом механотермодинамической модели является учет предельного состояния (пределы пластичности, прочности, усталости и др.) в соответствии с положением XIII

$$u_\Sigma^{eff} = u_0, \quad (93)$$

где u_0 – предельная плотность внутренней энергии, трактуемая как начальная энергия активации процесса разрушения.

Соотношение между текущим состоянием (механическим, термомеханическим, энергетическим) элементарного объема тела (среды) и его предельным состоянием позволяет построить параметр локальной энергетической повреждаемости: безразмерный –

$$\Psi_u^{eff} = \frac{u_\Sigma^{eff}}{u_0} \quad (94)$$

или размерный –

$$\Psi_{u^*}^{eff} = u_\Sigma^{eff} - u_0. \quad (95)$$

Локальная энергетическая повреждаемость (94) или (95) является наиболее общей из параметров повреждаемости, построенных по различным механическим (термомеханическим) состояниям φ [2–32]:

$$\Psi_q = \varphi_q / \varphi_q^{(*\text{lim})}, \quad (96)$$

где $\varphi = \sigma, \varepsilon, u$; σ – напряжения; ε – деформации; u – плотность внутренней энергии; $\varphi_q^{(*\text{lim})}$ – предельные значения состояния φ $q \in \{eqv, ij, i, S, \frac{D}{ij}, n, \tau, \text{int}, u, \frac{n}{u}, \frac{\tau}{u}, \frac{eff}{u}\}$; eqv – эквивалентное механическое состояние; ij – компоненты тензора φ ; i – главные компоненты тензора φ ; S и $\frac{D}{ij}$ – шаровая и девиаторная части тензора φ ; n и τ – нормальные и касательные компоненты тензора φ ; int – интенсивность φ ; u – удельная потенциальная энергия деформации (плотность внутренней энергии); индексы при u означают: $\frac{n}{u}$ и $\frac{\tau}{u}$ – удельную потенциальную энергию деформации при растяжении-сжатии и сдвиге; $\frac{eff}{u}$ – эффективную удельную потенциальную энергию деформации.

Интегральные меры повреждаемости могут быть построены на основе локальных мер (96) с помощью модели деформируемого твердого тела с опасным объемом (64)–(68) [53].

Опасным объемом называется пространственная область нагруженного тела, в каждой точке которой значение локальной повреждаемости меньше предельного [2–32]:

$$V_q = \{dV / \varphi_q \geq \varphi_q^{(*\text{lim})}, dV \subset V_k\}, \quad (97)$$

или

$$V_q = \{dV / \Psi_q \geq 1, dV \subset V_k\}.$$

Расчет опасных объемов ведется в соответствии со следующей общей формулой:

$$V_q = \iiint_{\Psi_q(V) \geq 1} dV. \quad (98)$$

Интегральное условие повреждаемости тела или системы может быть записано в виде

$$0 < \omega_q = \frac{V_q}{V_0} < 1, \quad (99)$$

где V_0 – рабочий объем тела.

При совместном анализе опасных объемов и распределения в них локальной повреждаемости вводится функция повреждаемости единицы объема

$$d\Psi_q = \psi_q(V)dV. \quad (100)$$

Тогда функцией повреждаемости всего объема V будет

$$\Psi_q = \int_{\psi_q \geq 1} \psi_q(V)dV. \quad (101)$$

Простейшие функции накопления повреждаемости во времени для единицы объема и полного объема будут соответственно иметь вид

$$d\Psi_q^{(t)} = \int_t \psi_q(t) dt, \quad (102)$$

$$\Psi_q^{(t)} = \int_{\psi_q \geq 1} \int_t \psi_q(V,t) dt dV. \quad (103)$$

Могут быть также использованы показатели средней по объему повреждаемости

$$\bar{\Psi}_q^{(V)} = \frac{1}{V} \int_{\psi_q \geq 1} \psi_q(V)dV \quad (104)$$

и ее накопления во времени

$$\bar{\Psi}_q^{(V,t)} = \frac{1}{V} \int_{\psi_q \geq 1} \int_t \psi_q(V,t) dt dV. \quad (105)$$

Анализ формул (94), (100), (102) приводит к выводу об их концептуальном родстве с понятием энтропии как разницы (или соотношения) между двумя состояниями (конфигурациями) системы, степени ее организации (хаотичности). Применительно к повреждаемости такими состояниями являются текущее и предельное.

Построим теперь на основании локальной энергетической повреждаемости (94) удельную (на единицу массы) трибофатическую энтропию (с точностью до постоянной):

$$s_{TF} = \Psi_u^{eff}(\Lambda_\alpha, A_l, \sigma_{ij}, T) = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} A_\psi \frac{u_\Sigma^{eff}(\Delta m)}{u_0 \Delta m}, \quad (106)$$

или

$$s_{TF} = s_{TF^*} = \frac{\Psi_{u^*}^{eff}(\Lambda_\alpha, A_l, \sigma_{ij}, T)}{T} = \frac{u_\Sigma^{eff} - u_0}{T}, \quad (107)$$

где A_ψ – размерный параметр (Дж·моль⁻¹·К⁻¹).

Тогда на основании выражений для энтропии (18), а также формул (85), (86) локальная энтропия и скорость ее изменения в элементарном объеме будут

$$s = \frac{1}{T} \sum_l [(1 - A_l) u_l] + s_{TF} \quad (108)$$

и

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{T} \sum_l \left[(1 - A_l) \frac{du_l}{dt} \right] + \frac{ds_{TF}}{dt}. \quad (109)$$

Из формул (108) и (109) видно, что, в отличие от термомеханической модели, показатели состояния

механотермодинамической системы u , s не эквивалентны. Это происходит вследствие введения в расчет трибофатической энтропии s_{TF} по формуле (106) предельного состояния в виде предельной плотности внутренней энергии u_0 .

Расчет трибофатической энтропии S_{TF} ведется не по всему объему V , а только по его повреждаемой части, т.е. по энергетическому эффективному опасному объему V_u^{eff} :

$$V_u^{eff} = \{dV / u_\Sigma^{eff} \geq u_0, dV \subset V_k\}. \quad (110)$$

Тогда на основании формул (11), (106) и (110) трибофатическая энтропия объема V

$$S_{TF} = \int_{u_\Sigma^{eff}(V) \geq u_0} \rho s_{TF}(V) dV = \int_{u_\Sigma^{eff}(V) \geq u_0} \rho \Psi_u^{eff}(V) dV, \quad (111)$$

где

$$\Psi_u^{eff}(V) = \frac{u_\Sigma^{eff}(V)}{u_0},$$

$$\text{или} \quad \Psi_{u^*}^{eff}(V) = \frac{\Psi_{u^*}^{eff}(V)}{T} = \frac{u_\Sigma^{eff}(V) - u_0}{T(V)}, \quad (112)$$

а ее накопление

$$\begin{aligned} S_{TF}(t) &= \int_t \int_{u_\Sigma^{eff}(V,t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V,t) dV dt = \\ &= \int_t \int_{u_\Sigma^{eff}(V,t) \geq u_0} \rho \Psi_u^{eff}(V,t) dV dt, \end{aligned} \quad (113)$$

где

$$\Psi_u^{eff}(V,t) = \frac{u_\Sigma^{eff}(V,t)}{u_0},$$

$$\text{или} \quad \Psi_{u^*}^{eff}(V,t) = \frac{\Psi_{u^*}^{eff}(V,t)}{T(V,t)} = \frac{u_\Sigma^{eff}(V,t) - u_0}{T(V,t)}. \quad (114)$$

Следует отметить принципиальную особенность трибофатических полной S_{TF} и удельной s_{TF} энтропии. Они дают возможность оценить разность между двумя состояниями не только количественно (как и термомеханическая энтропия), но и качественно, благодаря явному введению в расчет удельной энтропии s_{TF} величины предельной плотности внутренней энергии u_0 . Таким образом, s_{TF} и S_{TF} позволяют ответить на вопрос, насколько опасно текущее состояние тела или системы в сравнении с предельными состояниями.

Полная энтропия и скорость ее изменения для твердого тела системы с учетом (111) и (113) примут вид

$$S = \int_V \frac{1}{T(V)} \sum_l \rho [(1 - A_l(V)) u_l(V)] dV + S_{TF} \quad (115)$$

и

$$\frac{dS}{dt} = \int_V \frac{1}{T(V)} \sum_l \rho \left[(1 - A_l(V)) \frac{du_l(V)}{dt} \right] dV + \frac{dS_{TF}}{dt}. \quad (116)$$

На основании формул (106)–(116), может быть построена функция накопления полной энтропии во времени:

$$\begin{aligned}
S(t) &= \int_V \sum_I \rho s_I(V, t) dV dt + \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V, t) dV dt = \\
&= \int_V \frac{1}{T(V, t)} \sum_I \rho \left[(1 - A_I(V, t)) \frac{du_I(V, t)}{dt} \right] dV dt + \\
&\quad + \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho \psi_u^{eff}(V, t) dV dt. \quad (117)
\end{aligned}$$

В практическом плане, имея представление о предельных состояниях тела или системы, модели (115)–(117) позволяют ответить на вопрос о том, является ли текущее состояние точкой качественного скачка в системе, т.е. является ли текущее состояние близким к предельному. Подобный (*диалектический по сути*) *качественный переход* отличается от, например, точки бифуркации, содержащей неопределенность относительно дальнейшего развития событий, возможностью прогнозировать поведение системы после перехода на основании анализа величин s_{TF} и S_{TF} . Прогнозировать ситуацию после прохождения данной точки позволяют также конкретные предельные состояния (предел прочности, механической или контактной усталости и др.): принципиальное изменение свойств и поведения системы либо формирование новой системы на основе предыдущей.

Примером могут служить нелинейное деформирование или формирование микротрещин в теле (или системе), приводящие к изменению его прочностных и усталостных свойств, а следовательно, и реакции на нагружение. Появление же макротрещин, в свою очередь, приводит к локальному нарушению сплошности среды – появлению новых свободных поверхностей (возможно, новых тел – продуктов разрушения), т.е. новой системы.

Заметим, что построение моделей (115)–(117) велось на основе традиционного представления об аддитивности энтропии (10), хотя и с учетом ряда существенных уточнений. Данные модели содержат в том числе и обратимые процессы, описываемые компонентами энтропии s_I , не приводящими к появлению первичных повреждений, а следовательно, и предельных состояний – точек качественного изменения системы.

Поэтому более целесообразной для качественного и количественного анализа эволюции систем (проходящих состояния, традиционно определяемые как бифуркационные вилки) может быть оценка энтропийного состояния на основе механотермодинамической модели твердого тела, использующей лишь трибофатическую энтропию. В этом случае формулы (111)–(113) для энтропии и ее накопления примут вид

$$S = S_{TF} = \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V) dV = \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho \psi_u^{eff}(V) dV, \quad (118)$$

и

$$\begin{aligned}
S(t) &= S_{TF}(t) = \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V) dV dt = \\
&= \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho \psi_u^{eff}(V, t) dV dt. \quad (119)
\end{aligned}$$

Для идентификации точек качественного изменения – предельных состояний тел (систем) – могут быть использованы показатели относительной интегральной энтропии и ее накопления, построенные на основе представления об интегральном условии повреждения тела (99):

$$\omega_S = \frac{S_{TF}}{V_0} = \frac{1}{V_0} \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V) dV; \quad (120)$$

$$\omega_S(t) = \frac{S_{TF}(t)}{V_0} = \frac{1}{V_0} \int_{u_{\Sigma}^{eff}(V, t) \geq u_0} \rho s_{TF}(V) dV dt. \quad (121)$$

Показатели S_{TF} , $S_{TF}(t)$, ω_S , $\omega_S(t)$ могут неограниченно расти, позволяя описывать не только предельные состояния типа (93), но и различные запредельные состояния; по существу, они «обеспечивают» количественное описание закона возрастания энтропии.

Построим теперь на основании формул (24), (115), (117) и (119) обобщенные выражения для энтропии, скорости ее изменения, а также и накопления в механотермодинамической системе, состоящей из жидкой (газообразной) среды объема V и твердого тела объема V_{Ψ} :

$$\begin{aligned}
S &= \int_V \rho s_T dV + \int_{V_{\Psi}} \sum_I \rho s_I dV_{\Psi} + \int_{u_{\Sigma}^{eff} \geq u_0} \rho s_{TF} dV_{\Psi} = \\
&= \int_V \frac{1}{T} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} dV + \int_V \frac{1}{T} \rho q dV + \int_V \frac{1}{T} \rho \sum_k \mu_k n_k dV + \\
&\quad + \int_{V_{\Psi}} \frac{1}{T} \sum_k \rho [(1 - a_k) u_k] dV_{\Psi} + \int_{u_{\Sigma}^{eff} \geq u_0} \rho \psi_u^{eff} dV_{\Psi}; \quad (122)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dS}{dt} &= \int_V \rho \frac{ds_T}{dt} dV + \int_{V_{\Psi}} \sum_I \rho \frac{ds_I}{dt} dV_{\Psi} + \int_{V_{\Psi}} \rho \frac{ds_{TF}}{dt} dV_{\Psi} = \\
&= \int_V \frac{1}{T} \sigma_{ij} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} dV + \int_V \frac{1}{T} \rho \frac{dq}{dt} dV + \int_V \frac{1}{T} \rho \sum_k \mu_k \frac{dn_k}{dt} dV + \\
&\quad + \int_{V_{\Psi}} \frac{1}{T} \sum_k \rho \left[(1 - a_k) \frac{du_k}{dt} \right] dV_{\Psi} + \int_{u_{\Sigma}^{eff} \geq u_0} \rho \frac{d\psi_u^{eff}}{dt} dV_{\Psi}; \quad (123)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S(t) &= \int_V \rho s_T dV dt + \int_{V_{\Psi}} \sum_I \rho s_I dV_{\Psi} dt + \\
&\quad + \int_{u_{\Sigma}^{eff} \geq u_0} \rho s_{TF} dV_{\Psi} dt = \int_V \int_V \frac{1}{T} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} dV dt + \\
&\quad + \int_V \int_V \frac{1}{T} \rho q dV dt + \int_V \int_V \frac{1}{T} \rho \sum_k \mu_k n_k dV dt + \\
&\quad + \int_V \int_V \frac{1}{T} \sum_k \rho [(1 - a_k) u_k] dV_{\Psi} dt + \\
&\quad + \int_{u_{\Sigma}^{eff} \geq u_0} \rho \psi_u^{eff} dV_{\Psi} dt. \quad (124)
\end{aligned}$$

Аналогичным образом можно построить показатели энтропийного состояния для системы из многих сред.

Отметим, что взаимодействие (контактное) двух сред в формулах (122)–(125), которое может иметь сложный характер, учтено лишь неявно через параметры состояния сред (напряжения, деформации, температуру). Очевидно, что это лишь первый шаг к полному (обобщенному) решению поставленной задачи.

Упрощенный вариант записи выражения (123) для приращения энтропии механотермодинамической системы, состоящей из конечных объемов dV и dV_{Ψ} , был представлен в работе [32] в следующем виде:

$$dS = (dS)_T + (d_i S)_{TF} = \frac{du + \Delta p dV}{T} - \frac{1}{T} \sum_k \mu_k dN_k + \Psi_u^{eff} dV_\Psi. \quad (125)$$

Выражение (125) может быть также представлено в терминах удельных величин следующим образом:

$$dS = \int_V \frac{\rho du + \rho dp}{T} dV - \int_V \frac{1}{T} \rho \sum_k \mu_k dn_k dV + \int_{u_\Sigma^{eff} \geq u_0} \rho d\Psi_u^{eff} dV_\Psi, \quad (126)$$

или на основе (123):

$$\frac{dS}{dt} = \int_V \frac{\sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} + \rho dq}{T dt} dV - \int_V \frac{1}{T} \rho \sum_k \mu_k \frac{dn_k}{dt} dV + \int_{u_\Sigma^{eff} \geq u_0} \rho \frac{d\Psi_u^{eff}}{dt} dV_\Psi. \quad (127)$$

В формулах для расчета трибофатической энтропии S_{TF} и ее накопления $S_{TF}(t)$ (111)–(113) принимается, что интегрирование удельной энтропии s_{TF} проводится только по повреждаемой части тела – опасному объему. Однако может быть учтено и влияние неповреждаемых областей путем интегрирования S_{TF} по всему объему:

$$S_{TF} = \int_V \rho s_{TF}(V) dV = \int_V \rho \Psi_u^{eff}(V) dV; \quad (128)$$

$$S_{TF}(t) = \int_V \int \rho s_{TF}(V, t) dV dt = \int_V \int \rho \Psi_u^{eff}(V, t) dV dt, \quad (129)$$

где

$$\Psi_u^{eff} = \begin{cases} \frac{u_\Sigma^{eff}(V, t)}{u_0} \geq 1, & \text{если } u_\Sigma^{eff} \geq u_0; \\ u_0 & \\ \frac{u_\Sigma^{eff}(V, t)}{u_0} < 1, & \text{если } u_\Sigma^{eff} < u_0, \\ u_0 & \end{cases} \quad (130)$$

или

$$\Psi_u^{eff} = \frac{\Psi_{u^*}^{eff}(V, t)}{T(V, t)} = \begin{cases} \frac{u_\Sigma^{eff}(V, t) - u_0}{T(V, t)} \geq 0, & \text{если } u_\Sigma^{eff} \geq u_0; \\ \frac{u_\Sigma^{eff}(V, t) - u_0}{T(V, t)} < 0, & \text{если } u_\Sigma^{eff} < u_0. \end{cases} \quad (131)$$

Из выражения (131), видно, что вне опасного объема (при $u_\Sigma^{eff} < u_0$) обнаруживается $\Psi_u^{eff} < 0$. Это означает, что и удельная трибофатическая энтропия s_{TF} оказывается отрицательной (или меньше единицы для альтернативного ее определения) вне опасного объема, где предельное состояние не достигается. Отрицательные значения Ψ_u^{eff} и s_{TF} могут трактоваться, следовательно, как отсутствие повреждаемости или, иными словами, как сохранение структуры и/или свойств тела.

Как следует из изложенного, предположение об аддитивности энтропии в общем случае для системы, содержащей как твердое тело, так и жидкость (газ), в которой могут

происходить химические реакции, является неправомерным. Тогда необходимо, по аналогии с Λ -функциями взаимодействия энергий различной природы (179), ввести функции взаимодействия энтропий различной природы, дополнив ими выражение (125) с целью определения полной эффективной энтропии:

$$dS_{total}^{eff} = \Lambda_{T \setminus TF}^{(s)} (dS_T + d_i S_{TF}) = \Lambda_{T \setminus TF}^{(s)} \left[\Lambda_{Q \setminus Ch}^{(s)} (dS_T^Q + dS_{Ch}^Q) + d_i S_{TF} \right] = \Lambda_{T \setminus TF}^{(s)} \left[\Lambda_{Q \setminus Ch}^{(s)} \left(\frac{du + \Delta p dV}{T} - \frac{1}{T} \sum_k \mu_k dN_k \right) + \Psi_u^{eff} dV_\Psi \right], \quad (132)$$

или

$$dS_{total}^{eff} = \Lambda_{T \setminus TF \setminus Ch}^{(s)} (dS_T + d_i S_{TF}) = \Lambda_{T \setminus TF \setminus Ch}^{(s)} \left[\frac{du + \Delta p dV}{T} - \frac{1}{T} \sum_k \mu_k dN_k + \Psi_u^{eff} dV_\Psi \right], \quad (133)$$

где индексы Q и Ch обозначают термодинамическую и химическую компоненты энтропии.

В формулах (132)–(133) введены обобщенные функции взаимодействий $\Lambda_{T \setminus TF}^{(s)}$, $\Lambda_{Q \setminus Ch}^{(s)}$, $\Lambda_{T \setminus TF \setminus Ch}^{(s)}$ в механо-термодинамических системах. Это означает, что гипотеза аддитивности термодинамической и трибофатической энтропии не принимается. Тогда надо конкретизировать и ввести соответствующие Λ -функции взаимодействий в уравнения (132)–(133).

Запредельные состояния. Теория запредельных состояний, по имеющимся сведениям, пока еще разработана недостаточно [2]. Мы изложим элементы такой теории на основе решений (72), (76), и (77).

Общий анализ роли механо-химико-термической повреждаемости (параметры D) в достижении МТД-системой предельного состояния дан на рисунке 4.

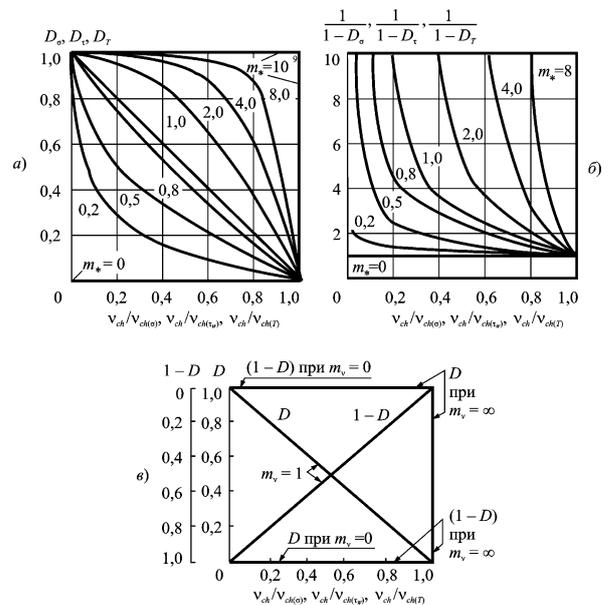


Рисунок 4 – К анализу влияния механо-химико-термических процессов на повреждаемость системы

Изучая совместно формулы (72), (76), а также рисунок 4, можно сделать следующие основные заключения.

1 Рост параметров D означает уменьшение относительной скорости повреждения $v_{ch}/v_{ch(*)}$ (см. рисунок 4, а). Иными словами, механо-химико-термическая повреждаемость ускоряет достижение МТД-системой предельного состояния тем сильнее, чем больше величина параметра D и/или скорости $v_{ch(*)}$.

2 Параметр m_v оказывает сильнейшее влияние на повреждение системы, и оно тем значительнее, чем больше его величина (см. рисунок 4, б). Важная особенность этого влияния: данная среда очень чувствительна к возбуждению в МТД-системе механических напряжений и к повышению температуры, если для нее параметр $m_v > 5$. Другими словами, в подобном случае может быть реализовано запределное состояние, для которого мера поврежденности (53) больше единицы ($\psi_u^{eff} > 1$), тогда как для достижения предельного состояния, согласно (52), достаточно иметь $\psi_u^{eff} = 1$.

На рисунке 4, в проиллюстрированы два особых случая.

Первый случай – $D = 0$: нет влияния электрохимической коррозии на износоусталостное повреждение. Но это не значит, что отсутствует процесс электрохимической коррозии. В самом деле, согласно (76) при $D = 0$ имеем (если $m_v = 1$)

$$1 - [v_{ch}/v_{ch(*)}]b_* = 0,$$

откуда следует, что должно быть $b_* = 1$ и $v_{ch}/v_{ch(*)} = 1$, т. е. скорость коррозии нечувствительна к данному фактору (механическому или фрикционному напряжению некоторой величины или определенной температуре). Это означает, что существуют пороговые значения σ^0 , τ_w^0 и T^0 для данной среды. Скорость коррозии в такой среде не изменяется при $\sigma \leq \sigma^0$, $\tau_w \leq \tau_w^0$ и $T \leq T^0$ [см. (77)].

Второй случай – $D = 1$ и, следовательно, $1/(1-D) \rightarrow \infty$: в системе реализуется взрывное повреждение, так как $\psi_u^{eff} \rightarrow \infty$. В этом случае должно быть

$$[v_{ch}/v_{ch(*)}]b_* = 0.$$

Если $v_{ch} = 0$ – событие невозможное, то остается предположить, что $v_{ch(*)} \rightarrow \infty$. Это и есть условие механо-химико-термического взрыва в МТД-системе. Взрыв обусловлен не просто действием среды, – это действие среды, катастрофически усиленное температурой и механическими напряжениями.

Таким образом, комплексная функция (72) поврежденности МТД-систем может быть использована и для анализа запределных состояний, обусловленных сверхкритическим ростом термодинамической, механической, фрикционной и электрохимической нагрузок в соответствии с формулами (73)–(76), т. е.

$$1 \leq \psi_u^{eff} = \Lambda_{T \setminus M} [\psi_{T(ch)} + \Lambda_{n \setminus \tau} (\psi_{n(ch)} + \psi_{\tau(ch)})] \leq \infty. \quad (134)$$

Согласно (134), существует множество запределных состояний МТД-системы, определяемых условием $\psi_u^{eff} > 1$. Это возможно в тех (по существу многих) случаях, когда

критическое по поврежденности состояние достигается не в одной точке, а в множестве точек опасного объема. Отсюда следует предположение, что должны существовать и *многие (различные) формы* таких состояний.

Таким образом, хотя записанные выше критериальные уравнения (43), (47), (52), (58), (72) и (77) получены из рассмотрения энергетических условий достижения предельного состояния, но установлено, что в принципе они могут быть использованы и для описания многообразных запределных состояний, однако только в тех случаях, когда в МТД-системе создаются ситуации для безусловного закритического (по сути – безудержного) роста нагрузок (взрывы, катастрофы, катаклизмы, пожары и др.).

Другой, более общий, подход для анализа запределных состояний состоит в том, что рассматривается пространство повреждений, определяемое, согласно (59), (64), объемными мерами

$$0 \leq \omega_{ij} = \frac{V_{ij}}{V_0} \leq 1. \quad (135)$$

На основании (72)–(76) пространственные меры поврежденности можно определить аналогично:

$$\begin{aligned} \omega_{\sigma(ch)} &= \frac{V_{P\gamma}}{V_0(1-D_\sigma)}; \\ \omega_{\tau(ch)} &= \frac{S_{P\gamma}}{S_0(1-D_\tau)}; \\ \omega_{T(ch)} &= \frac{V_{T\gamma}}{V_0(1-D_T)}, \end{aligned} \quad (136)$$

где V_0 , S_k – рабочие объемы. И тогда критерий (77) запишем с учетом (136):

$$\Lambda_{T \setminus M} \left[+ \Lambda_{\sigma \setminus \tau} \left(\frac{V_{P\gamma}}{V_0(1-D_\sigma)} + \frac{S_{P\gamma}}{S_0(1-D_\tau)} \right) + \frac{V_{T\gamma}}{V_0(1-D_T)} \right] = 1. \quad (137)$$

Достоинство (137) состоит в том, что здесь учтено взаимодействие опасных объемов [2], обусловленных разными нагрузками, при формировании предельного состояния МТД-систем. Кроме того, что уже отмечалось выше, поскольку абсолютные опасные объемы определяются комплексом конструктивно-технологических и металлургических факторов [см. (59)], то этот комплекс факторов оказывается автоматически учтенным в критерии предельного состояния таких систем.

Если разрывы межатомных связей реализуются только по одному опасному сечению объекта во всех «точках» этого сечения ($u_\Sigma^{eff} = u_0$), происходит его разделение на две части, что соответствует условию $\omega_\Sigma = 1$. Но если совокупность нагрузок (механических, электрохимических, термодинамических и др.) такова, что разрываются «все» межатомные связи в нем, – происходит то, что мы называем *разложением объекта*, гибель которого соответствует условию $\omega_\Sigma^* = \infty$. Это и есть наиболее общая форма запределного состояния: распад системы на бесконечное множество частиц как угодно малых размеров (атомов,

например). Ясно, что должны существовать и некие *промежуточные формы запредельных состояний* системы, условие реализации которых есть

$$1 \leq \omega_{\Sigma}^* = \Lambda_{T \setminus M} \left[(\omega_{\sigma(ch)} + \omega_{\tau(ch)}) \Lambda_{\sigma \setminus \tau} + \omega_{T(ch)} \right] \leq \infty. \quad (138)$$

Формула (138), естественно, аналогична (134). Их различие состоит в том, что условия (134) записаны по энергетическим мерам поврежденности, тогда как условия (138) записаны по объемным (пространственным) мерам поврежденности.

Общая *классификация мыслимых состояний объекта по объемной поврежденности* дана в таблице 1, которая аналогична таблице 1 в работе [1], с тем отличием, что для запредельных состояний введен специальный индекс (звездочка *).

Таблица 1 – Характеристика состояний объектов

A-состояние	Неповрежденное	$\omega_{\Sigma} = 0$	A-эволюция: характерные состояния системы по поврежденности
B-состояние	Поврежденные	$0 < \omega_{\Sigma} < 1$	
C-состояние	Критическое (предельное)	$\omega_{\Sigma} = 1 = \omega_c$	
D-состояние	Закритические (запредельные)	$1 < \omega_{\Sigma}^* < \infty$	
E-состояние	Разложение	$\omega_{\Sigma}^* = \infty$	

Можно дать вероятностную трактовку событий необратимой поврежденности в МТД-системе.

Если

$$0 \leq P(\omega_{\Sigma}) \leq 1 \quad (139)$$

есть *классическая вероятность отказа МТД-системы по повреждаемости* ($0 \leq \psi_{\Sigma} \leq 1$) в интервале времени (t_0, T_{\oplus}) (см. положение XIV), то $P(\omega_{\Sigma} = \omega_c = 1) = 1$ – *достоверная вероятность безусловного функционального отказа*. А для закритических состояний вводится *представление о достоверных вероятностях* [60]

$$1 < P_*(\omega_{\Sigma}^*) \leq \infty \quad (140)$$

закритических повреждений ($1 < \omega_{\Sigma}^* < \infty$), которые соответствуют многообразным и бесчисленным формам и размерам частиц, образующихся в процессе деградации (разложения) системы.

На рисунке 5 дана иллюстрация взаимосвязи повреждений системы с вероятностью.

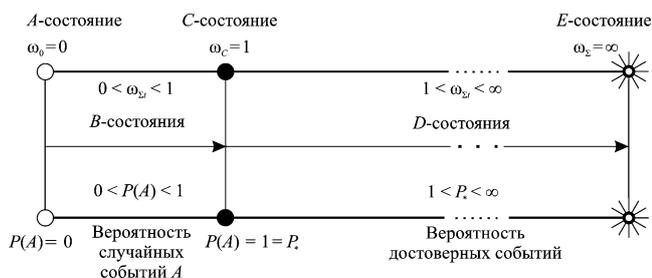


Рисунок 5 – Взаимосвязь повреждений системы с вероятностью

Заметим, что данные таблицы 1 можно трактовать следующим образом. Когда

$$\omega_{\Sigma}^* \rightarrow \infty, \quad (141)$$

то абсолютный размер образующихся частиц должен стать, в соответствии с (32), как угодно малым, т. е.

$$d_{\omega}^* \rightarrow 0. \quad (142)$$

Примем, в первом приближении, логарифмическую зависимость между d_{ω} и ω_{Σ} . Тогда

$$d_{\omega}^* = e^{-\omega_{\Sigma}^*} \text{ или } \omega_{\Sigma}^* = -\ln d_{\omega}^* \quad (143)$$

Как следует из изложенного, все состояния МТД-системы прогнозируются соответствующими уравнениями (134) и/или (138). Можно усмотреть недостаток данного прогноза, или описания, в том, что зависимость мер поврежденности [например, (134)] от определяющих параметров оказывается гладкой во всем диапазоне изменения $0 \leq \omega_{\Sigma} \leq \infty$ (рисунок 6, а). Заметим, однако, что это имеет место лишь в том (по существу, идеальном) случае, когда значения определяющих параметров (σ , τ , Λ и др.) являются непрерывно возрастающими. Но *поверхность поврежденности обнаруживает скачки (термит разрывы)* всякий раз, когда реализуются скачки любой нагрузки либо резкие изменения процессов упрочнения-разупрочнения (рисунки 6, б, в). И, как нетрудно понять, в действительности именно такие ситуации и приводят к скачкам поврежденности, т. е. к *качественным изменениям*, или *трансформации состояний системы*. Добавим, что развиваемый подход имеет особое достоинство: он базируется на анализе *повреждаемости как физической реальности*, не зависящей от того, какие механизмы повреждения мы сегодня знаем, а какие будут еще выяснены.

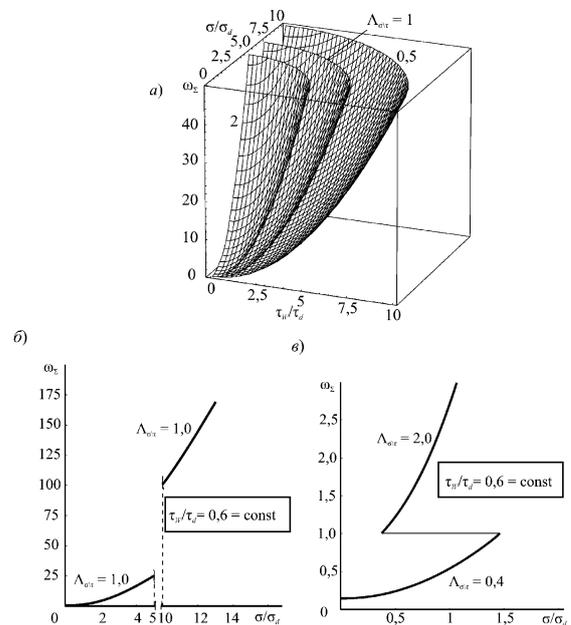


Рисунок 6 – Формирование поверхностей (а) и функций (б, в) поврежденности ω_{Σ} в связи с изменением определяющих параметров ($\sigma / \sigma_d > 0$, $\tau / \tau_d > 0$, $\Lambda_{\sigma \setminus \tau} > 0$)

Последнее замечание имеет особенное значение. Дело в том, что когда под воздействием нагрузок происходит «обычное разрушение обычного механического объекта» ($\omega_{\Sigma} = 1$), т.е. разделение его по меньшей мере на две части,

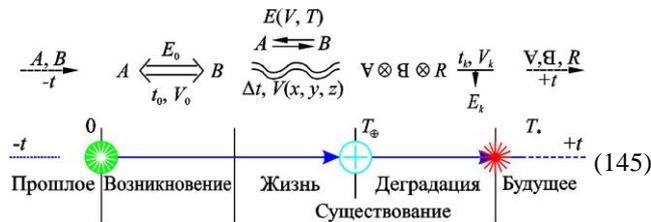
то существование МТД-системы на этом не кончается, – наступает, в соответствии с положением XIV, длительный период ее разложения на частицы ($1 < \omega_{\Sigma}^* \leq \infty$), при этом определяющими здесь оказываются не столько механические нагрузки, сколько электрохимические и термодинамические явления (процессы). На основании изложенного, мы сформулируем закон разложения (распада) МТД-системы в форме

$$\sum m_{V_{гр}} = m_{V_0}. \quad (144)$$

Закон (144) означает сохранение массы системы независимо от условий ее деградации и распада (разложения). Иными словами: *масса частиц распада* $\sum m_{V_{гр}}$ (каков бы ни был их размер) *не может превышать* (или быть меньше) *начальной массы* m_{V_0} *МТД-системы.*

Мы приходим, следовательно, к необходимости (хотя бы краткого) анализа эволюции систем.

Эволюция МТД-системы. Приведем здесь данное в трибофатике [61] описание поведения деформируемой системы *твердое тело – твердое тело*, находящейся в некоторой среде, с самых общих – *диалектических* позиций. Процесс ее *возникновения*, (*существования* *жизни* и *деградации*) можно представить в следующей общей форме (145):



Здесь A, B – некоторые отдельные тела (элементы и т.д.), детали, объекты, существование которых в прошлом времени ($-t$) изображено штриховой линией со стрелкой.

Запись

$$A \begin{matrix} \xleftrightarrow{E_0} \\ \xleftarrow{t_0, V_0} \end{matrix} B \quad (146)$$

означает: возникновение (создание, рождение) системы (или объекта) – это продукт энергетического (E_0) взаимодействия (\leftrightarrow) тел A, B , реализуемого за время t_0 в объеме V_0 . Этот продукт не есть, конечно, ни A , ни B ; это нечто целое со своими особыми целостными свойствами и функциями, которыми не могут обладать ни A , ни B .

Запись

$$\begin{matrix} E(V, T) \\ A \rightleftarrows B \\ \text{~~~~~} \\ \Delta t, V(x, y, z) \end{matrix} \quad (147)$$

означает: жизнь системы – это процесс ее энергетического $E(V, t)$ взаимодействия со средой $V(x, y, z)$ в течение времени Δt . Оно, это взаимодействие со средой, всегда ведет к возникновению и накоплению поверхностных повреждений в элементах системы, поскольку t, V, E изменчивы. Для самой системы характерно и силовое взаимодействие ее элементов ($A \rightleftarrows B$); это означает, что должно возникать, развиваться не только поверхностное, но и объемное (внутреннее) повреждение, коль скоро силы такого взаимодействия распределены по объему элементов

и изменяются во времени. Поэтому жизнь системы (ее долговечность) изображается в (146) и (147) волнистыми линиями. *Накопление необратимых поверхностных и объемных повреждений есть разупрочняющий процесс, который и обуславливает, в конечном счете, деградацию и гибель системы.*

Будем считать, что *элементы системы, как и система в целом, обнаруживают, с другой стороны, свойство упрочнения*, т. е. способность увеличивать свое сопротивление как внешним, так и внутренним воздействиям при их усилении. Тогда *исход борьбы противоположностей* (именно: *процессов упрочнения-разупрочнения*) и *определяет долговечность, или продолжительность жизни (работы) системы.* Если уровень поврежденности увеличивается во времени, то неизбежно наступает деградация системы, как только величина поврежденности достигает некоторого предельного (или критического) значения. Таким образом, запись

$$V \otimes A \otimes B \otimes R \begin{matrix} \xrightarrow{t_b, V_k} \\ \downarrow \\ E_k \end{matrix} \quad (148)$$

означает следующее: деградация системы – это процесс, который ведет к ее распаду в объеме V_k за время t_k на осколки (V, A) и остатки R , она сопровождается выделением энергии E_k ; осколки и остатки, рассеянные во времени и пространстве, составляют совокупность (\otimes) продуктов распада.

Итак, продукты деградации системы представлены в выражении (145) и (148) тремя составляющими. Во-первых, это видоизмененные тела A и B (они соответственно обозначены V и A), во-вторых, это остатки системы (обозначены R). Другими словами, V и A – узнаваемые части (осколки) продуктов распада, поскольку их образами являются A и B . Что касается R , то это – неузнаваемая (или трудно узнаваемая) часть продуктов распада системы. Данную часть можно представить состоящей по меньшей мере из четырех компонентов:

$$R = R(R_A^a, R_B^b, R_{A^v}^v, R_{B^a}^a) \quad (149)$$

где R_A^a – остатки A в A , т. е. это фрагменты A , вкрапленные в A и захваченные им; R_B^b – аналогично остатки B в B , т. е. это фрагменты B , вкрапленные в B и захваченные им; $R_{A^v}^v$ – остатки A и V , рассеянные в пространстве (среде) V и во времени t . И, наконец, $R_{B^a}^a$ – это остатки B и A , рассеянные в пространстве V и во времени t .

Остатки и осколки уходят в будущее время ($+t$). Их существование изображено в (145) штрих-пунктирной стрелкой. Это существование может быть раздельным, что отражено запятыми между символами V, A, R .

Выражение (145) нельзя читать или представлять себе как некую математическую модель, его следует понимать как условную (символическую) запись последовательности взаимосвязанных процессов возникновения, существования и деградации системы.

В качестве простейшего конкретного примера рассмотрим одну из распространенных силовых систем: *шейка коленчатого вала (A) – подшипник скольжения (B) шатунной головки двигателя.* Нас интересует долговечность системы.

Технологический процесс изготовления деталей A и B завершается сборкой узла $A \leftrightarrow B$ – это и есть процесс

рождения (146) системы. Разумеется, он реализуется за время t_0 в среде V_0 при затрате энергии E_0 . Затем начинается жизнь (147) системы: приработка, работа в штатных условиях, постепенная потеря работоспособности. В процессе жизни система $A \leftrightarrow B$ видоизменяется в ($A \rightleftharpoons B$), т. е. идет изнашивание элементов узла под действием контактного давления q , накопление усталостных повреждений в шейке вала под действием циклических напряжений σ – все это при энергетическом $E(V, t)$ взаимодействии со средой (окисление поверхностей трения и т. д.) в течение всего времени существования Δt . При этом и среда $V(x, y, z)$, и энергия взаимодействия E изменчивы во времени. Накопление повреждений приводит к деградации (148) и, следовательно, отказу системы (усталостное разрушение шейки вала, фрикционное разрушение вкладышей подшипника). Разрушение системы происходит в среде V_k за время t_k с выделением энергии E_k . В процессе отказа (148) образуются осколки \mathcal{V} и \mathcal{B} – части вала A и вкладышей B , а также остатки R – продукты (149) износа: частицы шейки вала, вкрапленные во вкладыши подшипника скольжения ($R_A^{\mathcal{B}}$); частицы вкладышей, вкрапленные в поверхность шейки вала ($R_B^{\mathcal{V}}$); продукты поверхностного разрушения шейки вала ($R_{AV}^{\mathcal{V}}$) и вкладышей ($R_{BA}^{\mathcal{B}}$), рассеянные в окружающей среде во времени t , т. е. продукты износа, удаленные из зоны трения.

Как видно, на основании (145) дан достаточно общий и верный качественный анализ взаимодействия как элементов системы, так и системы со средой.

Изложенная качественная картина может служить основанием, например, для постановки и количественного описания долговечности N (ресурса) силовой системы. Ясно, что $\Delta t = N$ есть функция циклических напряжений σ в шейке вала, контактного давления q в трибосопряжении, интенсивности изнашивания I элементов системы, скорости накопления износоусталостных повреждений \mathcal{V} , свойств (состав, строение) среды C_V и элементов A, B системы (C_A, C_B):

$$N = N(\sigma, q, I, \mathcal{V}, \mathcal{B}, C_V, C_A, C_B, \dots)$$

Конкретная реализация этого уравнения долговечности может быть выполнена, например, на основе методов прикладной механики.

Аналогично можно описать процессы возникновения, жизни и деградации иных систем, например, *твердое тело – жидкость* и т. д. Отличия будут лишь в конкретизации того, какие именно силы взаимодействия реализуются в исследуемом случае и какие именно возникают и развиваются повреждения.

Если рассматривать *биологическую систему*, например сердечно-сосудистую или опорно-двигательную, то удовлетворительное качественное описание ее жизни, повреждений и деградации нетрудно сделать с помощью той же символической модели (145), которая сформирована применительно к неорганическим силовым системам. Конечно, дополнительно надо принять во внимание (и учесть) *специфический комплекс биологических явлений и факторов* [61, 62]. Показано, что подход (145) можно использовать и для описания общих процессов рождения, жизни и смерти *живого организма*, который образует со средой и условиями обитания в ней сложнейшую *живую систему*. Для такого случая

разработана концепция трибофатической жизни как особого способа накопления повреждений [62].

Мы используем подход (145) и для описания эволюции МТД-системы, в том числе в запредельных состояниях. Он представлен в таблице 2 с учетом описанных выше многообразных характеристик ее поврежденности. Видно, что качественное представление (145) эволюции здесь дополнено конкретным численным анализом – во всех узловых точках развития (состояния A, B, C) и деградации (состояния C, D, E).

Общая классификация мыслимых состояний системы (объекта) по поврежденности дана здесь в графах 1, 2, 3 аналогично тому, как это представлено в таблице 1, с тем (как отмечалось выше) уточнением, что степени закритической поврежденности (ω_{Σ}^*) присвоен верхний индекс, который символизирует такое состояние. В таблице 2 указаны также соответствующие физические признаки состояний системы (графа 5) и дополнительно сделан анализ (графа 4) по характеристике ее целостности ($\delta = 1 - \omega_{\Sigma}$).

В графе 6 приведено символическое описание всех состояний системы. Выше мы энергетические состояния системы охарактеризовали в соответствии с условиями (31) и (32), которые содержат две неопределенности. Эти неопределенности трактуются следующим образом. Когда $\psi_D^* \rightarrow \infty$ [по условию (31)], то абсолютный среднестатистический размер (d_{ψ}^*) образующихся при разложении системы частиц должен стать, по условию (32), как угодно малым ($d_D^* \rightarrow 0$). В таблице 2 эти неопределенности раскрыты (в графе 7). А именно принимается, что закритические состояния описывается изменением размера образующихся частиц в интервале

$$1 > d_D^* > (1/k),$$

где левое ограничение определяется единицей (как символом «единого целого»), а правое – как угодно (или бесконечно) большим целым числом k , таким, что в пределе

$$\lim_{k \rightarrow \infty} (1/k) = \min d_D^* = d_{\hbar} \approx 10^{-k}, \quad (150)$$

где вводится условная, но конечная, величина биг (\hbar), как предел возможного роста k до величины ($k = \hbar$). Она может быть конкретизирована как общее количество атомов в изучаемой системе. Его в принципе можно вычислить, если известен размер $d\hbar$ атомов для материалов, из которых «сделана» система; таким образом, $d\hbar \approx 10^{-k}$. В (150) считается, следовательно, что гибель системы означает ее распад (разложение) на такое «количество» частиц, которое равно первоначальному числу имевшихся атомов в системе. Последнее вполне поддается исчислению практически для любых систем. Установлено, например, что количество атомов во Вселенной примерно равно 10^{67} (см., например, [38]).

Таким образом, рост степени *запредельной поврежденности* тела $\omega_{\Sigma}^*, \psi_u^* > 1, d^* < 1$ (см. графу 7 таблицы 2) означает соответствующее уменьшение характерного размера образующихся частиц. При этом «местоположение» этих частиц не указывается – оно может быть

любим. Но естественно подразумевается, что все частицы, в конечном счете, пойдут на строительство тех или иных новых систем (т. е. совсем необязательно – одной системы)

[2]. Это означает, что неотвратно реализуется своего рода воспроизводство систем после их деградации, но, конечно, в новых условиях с новыми начальными параметрами.

Таблица 2 – Характеристики эволюция МТД-системы по поврежденности

Состояния МТД-системы		Параметры		Признаки состояний (физические)	Символическое описание состояний	Энергетические условия состояний	Техногенные ситуации и возможные типы повреждений
Обозначение	Характеристика	поврежденности	целостности ($\delta = 1 - \psi$)				
1	2	3	4	5	6	7	8
A	Неповрежденное	$\omega_A = 0$	$\delta_A = 1$	Сохранение целостности (размеров, формы, массы), структуры (строения) и обеспечение (реализация) всех функций	$V_0 = \text{const}$ $A_0 \rightleftharpoons B_0$ $u_{\Sigma}^{\text{eff}} = 0$	$u_{\Sigma}^{\text{eff}} = 0$ $\Psi_{\Sigma} = 0$	Сбой (например, кратковременное обратимое изменение функции)
B	Поврежденное	$0 < \omega_B < 1$	$1 > \delta_B > 0$	Развитие комплексного повреждения и нарушение функций	$V_{ij} > 0$ $A \rightleftharpoons B$ $u_{\Sigma}^{\text{eff}} > 0$	$u_{\Sigma}^{\text{eff}} < u_0$ $\Psi_{\Sigma} < 1$	Инциденты (например, допустимый износ в системе)
C	Критическое (предельное)	$\omega_{\Sigma} = 1 = \omega_C$	$\delta_C = 0$	Полная потеря функций, многокритериальное предельное состояние	$C \in (\mathcal{V} \otimes \mathcal{G})$	$u_{\Sigma}^{\text{eff}} = u_0$ $\Psi_{\Sigma} = 1 = \Psi_C$ $d_c = 1$	Аварии (например, усталостная поломка вала двигателя)
D	Закритическое	$1 < \omega_D^* < \infty$	$\delta_D < 0$	Образование множественных фрагментов, рассеянных осколков и остатков	R_A^g, R_B^g R_{A^g}, R_{B^g}	$1 > d_D^* > d_{th}$	Катастрофы (например, столкновение самолетов в воздухе)
E	Разложение (гибель)	$\omega_E^* \rightarrow \infty$	$\delta_E \rightarrow -\infty$	Образование нанокластеров, рассеянных атомов, элементарных частиц		$d_E^* \rightarrow d_{th}$	Катаклизмы (например, ядерный взрыв)

Заметим: существенный пробел сделанного анализа – отсутствие определяющего параметра – времени t .

Применительно к конкретной МТД-системе наше представление о времени ее существования изложено на рисунке 7. Мы заимствуем из термодинамики (и вообще из физики) общее понятие *об однонаправленной стреле времени*, при этом вопрос о *природе времени* здесь не обсуждается (как в физике и философии). Далее в соответствии с положением XIV принимаем, что *время существования исследуемой системы всегда конечно* и определяется интервалом $(0, T_*)$, где T_* – время до гибели системы (см. также таблицу 1). Внутри этого интервала реально определяется время ее смерти (отказа) $T_{\oplus} \ll T_*$. Отказ (смерть) системы трактуется как обычно: это полная потеря ею своих функций и свойств, что соответствует достижению мерой поврежденности (например, ω_{Σ} или ψ_{Σ}) предельного (критического) значения $\omega_c = 1 = \psi_c$. В момент смерти (отказа) система, следовательно, перестает существовать как целое.

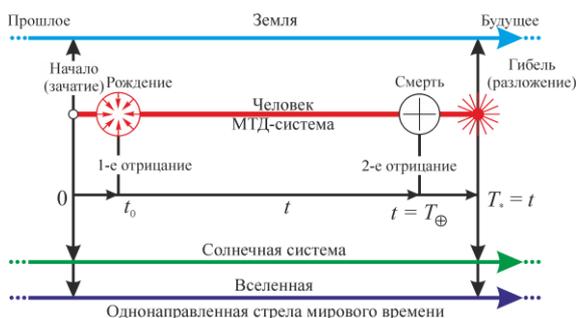


Рисунок 7 – Время существования материальной системы

На рисунке 7 показано, что существование исследуемой системы соответствует определенному отрезку времени на любой его более общей шкале – для Земли, Солнечной системы, Вселенной (отмечено вертикальными стрелками, которые разделяют *прошлое* и *будущее*).

Теперь мы можем приступить к описанию эволюции МТД-системы.

На рисунке 8 показано, что А-эволюция (см. таблицу 1) во времени, с механотермодинамической точки зрения, реализуется в *две стадии*. Стадия ABC ($\omega_{\Sigma} = \psi_u^{\text{eff}} \rightarrow 1$) – *время жизни системы как целого* с выполнением ею всех функций. Она представляется как *развитие, сопровождающееся неизбежным ростом поврежденности и ухудшением некоторых функций* вплоть до достижения предельного (критического) состояния в точке C. В этой точке система полностью «теряет» все свои функции – это, например, авария (разделение одного из элементов системы на 2 части, либо недопустимый (предельный) износ в т.д.). Далее наступает *вторая стадия CDE*, представляемая как *процесс деградации, сопровождающийся наступлением многих и разных запредельных состояний*, обусловленных, например, катастрофами, взрывами, катаклизмами и т.д.. Образный пример: в точке C сосуд под статическим давлением разделяется на 2 части; он разлагается на «бесконечно большое» число «бесконечно малых» частиц, если в нем реализован ядерный взрыв (точка E); он разваливается на фрагменты, если взрыв в нем инициируется разным количеством ВВ (линия CDE). Момент разложения тела на атомы (элементарные частицы и др.) иллюстрируется обозначением .

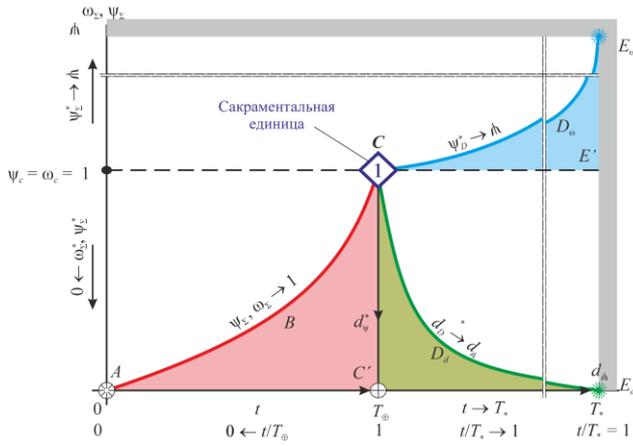


Рисунок 8 – К гипотезе об эволюции МТД-системы

Вторую стадию (запредельных состояний) можно охарактеризовать двояко. Либо применяется анализ среднестатистического размера $d_D^* \rightarrow d_\hbar$ частиц распада [см. формулы (142) и (143)] – это представлено на рисунке 8 кривой $CD_d E_d$. Обратим внимание, что в этом случае начало координат помещается в точку C , а размер d_D^* изменяется от 1 до 0 (см. линию CC'). Либо пользуемся анализом поврежденности $\Psi_\Sigma^{eff} \rightarrow \hbar$ – это представлено на рисунке 8 кривой $CD_\omega E_\omega$. Напомним, что здесь «количество повреждений», соответствующее гибели (распада) системы, обозначено числом \hbar (биг), условно равным числу атомов в системе.

Возможность параметрического анализа представляется интересной и полезной.

Изложенные выше представления, по нашему мнению, не противоречат известным и апробированным теориям и экспериментальным результатам.

Из рисунка 8 устанавливаем две важные особенности A -эволюции систем по поврежденности во времени. Первая особенность: на диаграмме обнаруживается сакраментальная точка C , в которой «сходятся» три особые – критические единицы $\Psi_\Sigma^{eff} = \omega_\Sigma = 1 = \omega_c$, $t/T_\oplus = 1$ и $d_\psi = 1 = d_c$. Это – эпицентр эволюции, или ее апофеоз. Они-то, эти критические единицы, и определяют «раздел» A -эволюции на две принципиально различающиеся стадии – стадию ABC развития и стадию CDE деградации; это, повторяем, точка потери системой всех своих функций, т.е. точка перехода в многообразные запредельные состояния.

Вторая особенность: с помощью диаграммы, представленной на рисунке 8, по-видимому, можно охарактеризовать и описать закон сохранения эффективных энергий

$$\int_0^{T_\oplus} u_\Sigma^{eff}(t) dt \equiv \int_{T_\oplus}^{T_\ominus} u_{eff}^\Sigma(t) dt, \quad (151)$$

где u_Σ^{eff} , u_{eff}^Σ – эффективная энергия соответственно на первой (развития) и второй (деградации) стадиях. Формулировка этого закона такова: эффективная энергия, поглощенная системой в процессе достижения ею критического (предельного) состояния, тождественно равна высвободившейся (рассеянной) эффективной энергии

в процессе ее деградации вплоть до разложения (на атомы, например).

Геометрически этот закон требует равенства на рисунке 8 трех площадей:

$$S_{ABCC'} \equiv \phi S_{C'CD_d E_d} \equiv S_{CD_\omega E_\omega E'},$$

где ϕ – функции преобразования параметров [например, в соответствии с (143)].

Из изложенного следуют три основных вывода:

1 Поврежденность – фундаментальное физическое свойство (и функциональная обязанность) любой системы и всех ее элементов.

2 Повреждаемость каждого объекта (любого существа) неизбежно растет вплоть до его гибели – разложения (распада) на множество частиц как угодно малого размера, т.е. это однонаправленный временной процесс:

$$\left\{ \begin{aligned} \Psi_\Sigma^U &= \Psi_\Sigma^U(\sigma_n^{(v,w)}, \epsilon_n^{(v,w)}, T_\Sigma, V_{ij}, V_{ijT}, V_0, Ch, \Lambda_{\Lambda j}, m_k, t, u_0) \Rightarrow \hbar, \quad (152) \\ d_D^* &\stackrel{i}{\Rightarrow} d. \quad (153) \end{aligned} \right.$$

3 Для эволюции системы по поврежденности характерны не только единство и борьба противоположностей, но и направленность многообразных и сложных процессов физического упрочнения-разупрочнения (в зависимости от уровня нагрузок и времени). Это означает, что Λ -функция взаимодействия поврежденной (разной природы) может принимать три класса значений: а) $\Lambda < 1$, когда реализуется преимущественный процесс упрочнения; б) $\Lambda > 1$, когда преимущественным становится процесс разупрочнения; в) $\Lambda = 1$, когда обнаруживается стабильное соотношение между процессами упрочнения-разупрочнения.

Следовательно, первое начало механотермодинамики утверждает, что для эволюции всякой системы неизбежен однонаправленный процесс ее повреждения и разложения – в конечном счете, на бесконечно большое количество малых составляющих (фрагментов, атомов, элементарных частиц и т. д.). По существу, оно равносильно признанию тезиса о нескончаемости эволюции, если принять во внимание, что продукты имеющего быть распада любой системы становятся строительным материалом для новых систем. Так образуется гистерезис эволюции. Обобщая, можно сказать, что наша Вселенная неуничтожима, поскольку она эволюционирует по поврежденности. Это соответствует философскому представлению о том, что материя и движение вечны, а повреждаемость есть фундаментальное свойство (и обязанность) всех систем, в том числе живых и разумных [1, 31, 61].

Второе начало механотермодинамики гласит: Λ -функции взаимодействия должны принимать три класса значений ($\Lambda \geq 1$), чтобы описать не только единство и борьбу, но и направленность процессов физического упрочнения-разупрочнения в системе, т.е. эволюцию системы по поврежденности [1, 31].

Обобщение изложенных выше результатов исследования с учетом работ [1, 2] представлено на рисунке 9. Видно, что состояние системы можно равнозначно описать в терминах энергии либо энтропии. Главный недостаток таких описаний – известная нереальность энергии и, следовательно, энтропии: материальные носители энергии не обнаружены и, по-видимому, не существуют. И их нельзя, как образно говорил Р. Фейнман [64], пощупать.

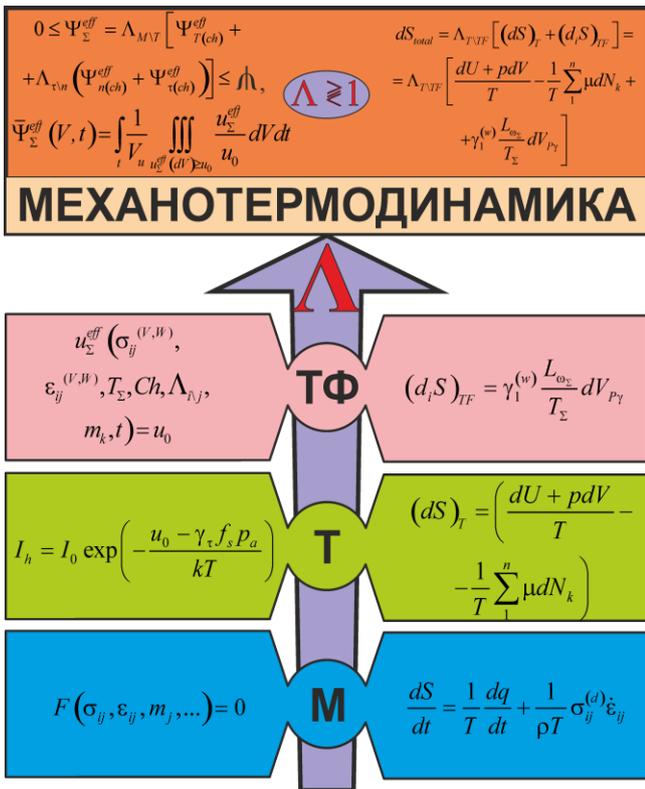


Рисунок 9 – Энергетический (слева) и энтропийный (справа) подходы к построению механотермодинамики [М – механика, Т – термодинамика, ТФ – трибофатика]

Совсем иное дело – повреждения: они физически реальны, их можно пощупать, они в действительности определяют любое из мыслимых состояний материальных тел и систем; кинетический процесс их накопления, как и течение времени, является неизбежным и однонаправленным. И если механотермодинамика принимает во внимание повреждаемость системы как ее фундаментальное физическое свойство (и обязанность), то можно надеяться, что на ее базе удастся создать непротиворечивую общую теорию эволюции любых систем, в том числе живых и разумных, В работах [32, 61], например, развивается представление о жизни как особом способе накопления повреждений (биологических, механических, интеллектуальных и т.д.).

Таким образом, выше сделана попытка с энергетических позиций сформулировать основные положения новой (или, лучше сказать, объединенной) физической дисциплины – механотермодинамики. В ней сошлись два раздела физики, чтобы не спорить, не конкурировать друг с другом, а по-новому взглянуть на эволюцию МТД-системы (рисунок 10).

Из рисунка 11 следует, что принципы механотермодинамики могут быть сформулированы двумя путями: 1) механика → трибофатика → механотермодинамика и 2) термодинамика → трибофатика → механотермодинамика. Таким образом, мостиком для перехода от механики и термодинамики к механотермодинамике стала трибофатика. То, что оба пути ведут к одной цели и, в конечном счете, дают одинаковый (единый) результат, означает, что отмеченные выше две методологии анализа правомерны, корректны и не противоречат друг другу.

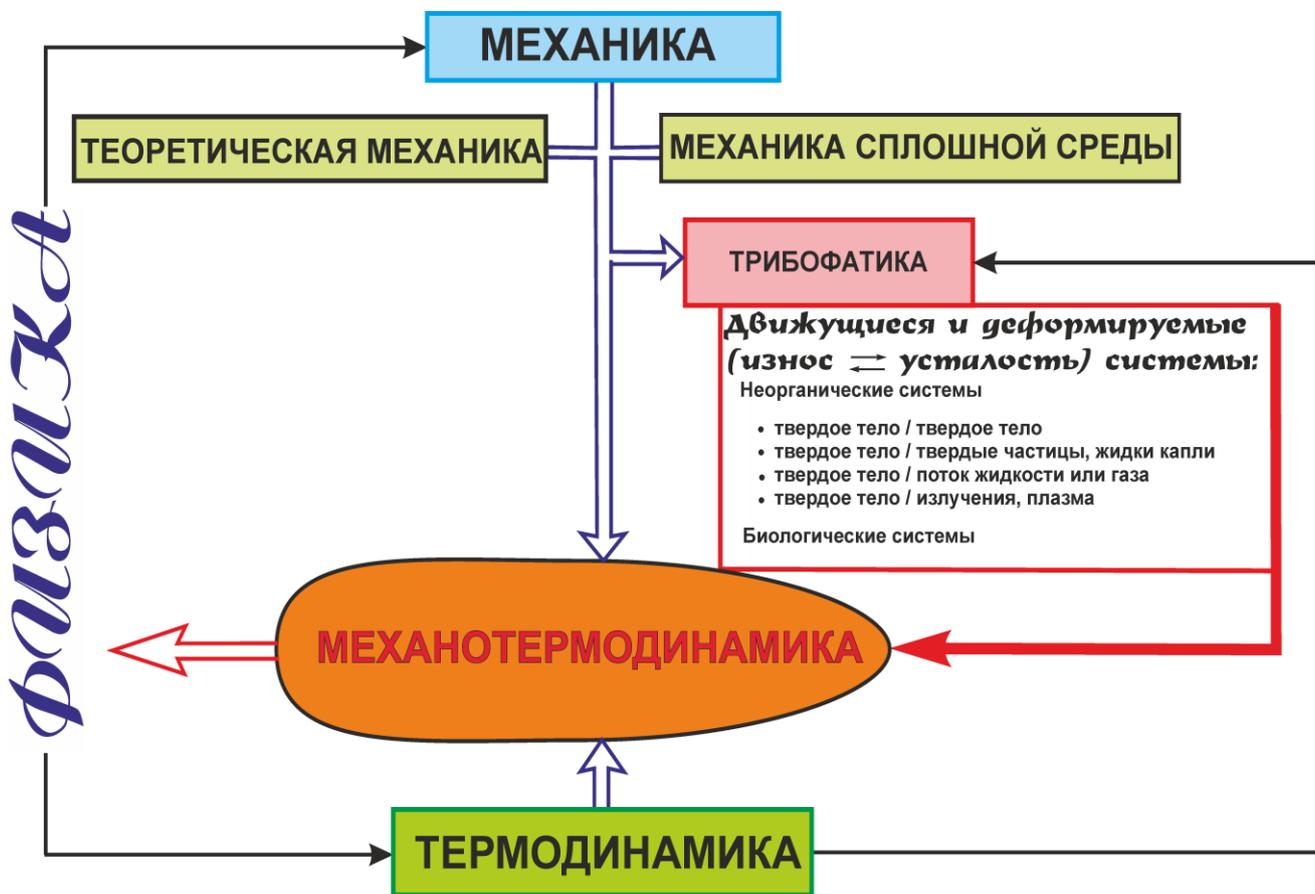


Рисунок 10 – Пути к механотермодинамике как новому разделу физики

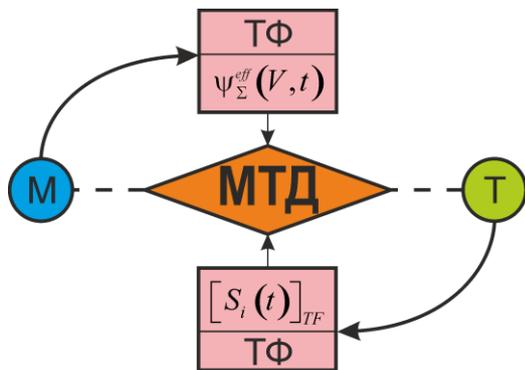


Рисунок 11 – Трибофатические мостики от механики (М) и термодинамики (Т) к механотермодинамике МТД [сплошные линии со стрелками; пунктирами показаны нереализованные (в течение более 150 лет) пути от М или Т к МТД]

Возвращаясь теперь к рисунку 1, видим, что его завершает стрелка с вопросом: что за объект будет там, за механотермодинамической системой? Очевидный и общий ответ: *реальный мир*, окружающий нас. Ныне его интенсивно изучают многие и разнообразные науки – от химии и биологии... через механику и термодинамику... и до философии; со всех точек зрения. Но из рисунка 1 понятно, что за механотермодинамической системой должен следовать объект чуть посложнее (однако много проще) реальной системы, например, механотермодинамическая система с некоторыми «элементами разума». Первые работы в этой области уже известны (см., например, [65–67]).

Анализ и обобщение экспериментальных результатов. Экспериментальная проверка обобщенного критерия (72) предельного состояния МТД-системы крайне затруднена из-за отсутствия соответствующих опытных данных. Их получение является хотя и очень актуальной, но весьма трудной и дорогостоящей проблемой. Поэтому ниже дополнительно рассматриваются некоторые частные случаи критерия (77) в форме (78).

Из (78) нетрудно получить ряд важных для практики формул. Так, условия чисто теплового (или термодинамического) разрушения (когда $\sigma = 0$ и $\tau_w = 0$) либо чисто механического разрушения (когда $T_\Sigma \rightarrow 0$) будут соответственно следующими:

$$a_T T_\Sigma = u_0; \quad (154)$$

$$\Lambda_{n\tau} (a_n \sigma^2 + a_\tau \tau_w^2) = u_0. \quad (155)$$

В случае *изотермической механической усталости* (когда $\tau_w = 0$) имеем

$$\Lambda_{M\Gamma} (a_T T_\Sigma + a_n \sigma^2) = u_0, \quad (156)$$

а при *изотермической фрикционной усталости* (когда $\sigma = 0$) аналогично получаем

$$\Lambda_{M\Gamma} (a_T T_\Sigma + a_\tau \tau_w^2) = u_0. \quad (157)$$

Общий анализ описанных выше частных критериев позволяет сделать три основных вывода.

1 Рост нагрузочных параметров (σ , τ_w , T_Σ , D) ведет к соответствующему ускорению достижения предельного состояния (u_0).

2 Предельное состояние системы может быть достигнуто и за счет увеличения только одного (любого) из нагрузочных параметров (при сохранении неизменными величин остальных параметров).

3 Если $\Lambda > 1$, то повреждаемость системы соответственно усиливается (т.е. превалируют процессы ее разупрочнения), а при $\Lambda < 1$ она замедляется (т.е. преимущественными оказываются процессы ее упрочнения), по сравнению с поврежденностью, обусловленной совокупным действием одних только нагрузочных параметров (без учета диалектического взаимодействия необратимых повреждений).

Последний вывод и есть результат принципиально нового подхода к построению критерия предельного состояния МТД-систем [67]. Согласно этому подходу, *не взаимное влияние факторов, а взаимодействие ($\Lambda \geq 1$) явлений – вот что определяет процессы повреждаемости в МТД-системе* [1, 31–33, 67]. В этой связи в статье выполнен синтез результатов более 600 разнообразных экспериментальных данных, что позволило установить обобщенную МТД-функцию критических по поврежденности состояний.

Обратимся к одному из частных случаев критерия (78) – *изотермической механической усталости*. Из (156) следует

$$\lg \sigma_{-1T} = \frac{1}{2} \lg C_T; \quad C_T = [u_0 / \Lambda_{M\Gamma} - a_T T_\Sigma] \cdot \frac{1}{a_n}. \quad (158)$$

Согласно (158), зависимость предельных напряжений от параметра термомеханического сопротивления C_T в двойных логарифмических координатах должна быть прямой линией с угловым коэффициентом (1/2). Общая закономерность такова: *чем выше значение параметра C_T , тем больше величина σ_{-1T}* . На рисунке 12 дано убедительное подтверждение этой зависимости для многочисленных марок стали, испытанных на усталость в различных условиях [57, 59, 68]. Видно, что значение C_T изменялось более чем на два порядка, т. е. в 100 и более раз, а величины предела выносливости σ_{-1T} – более чем на порядок, т. е. в 10 и более раз, при этом температура испытаний варьировалась в диапазоне от гелиевой до $0,8T_s$. Как следует из рисунка 12, уравнение (158) адекватно описывает результаты более 150 экспериментов.

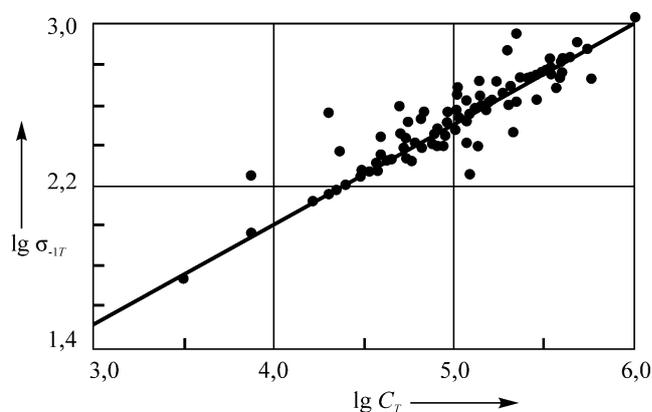


Рисунок 12 – Зависимость пределов выносливости конструкционных сталей от параметра C_T (А. В. Богданович, Л. А. Сосновский)

Проверка (158) выполнена также для металлических материалов разных классов по результатам усталостных испытаний, проведенных многими авторами, и представлена

на рисунке 13, а; в работах [57, 59] можно найти список литературных источников. На рисунке 13, б аналогичный анализ выполнен по результатам испытаний на растяжение при разных температурах (σ_{uT} – предел прочности при растяжении); в этом случае в уравнении (158) принимается $\sigma_{-1} = \sigma_{uT}$. Видно: коэффициент корреляции очень высок – не менее $r = 0,722$ (в редких случаях), но в большинстве случаев он превышает $r = 0,9$; анализ включает более 300 результатов испытаний. В работах [57, 59] изложены и другие примеры успешной экспериментальной апробации критерия (158). Это позволяет надеяться, что и более общие критерии [например, (77) и (78)] окажутся практически приемлемыми. Дальнейшие исследования должны, по нашему мнению, подтвердить эту надежду.

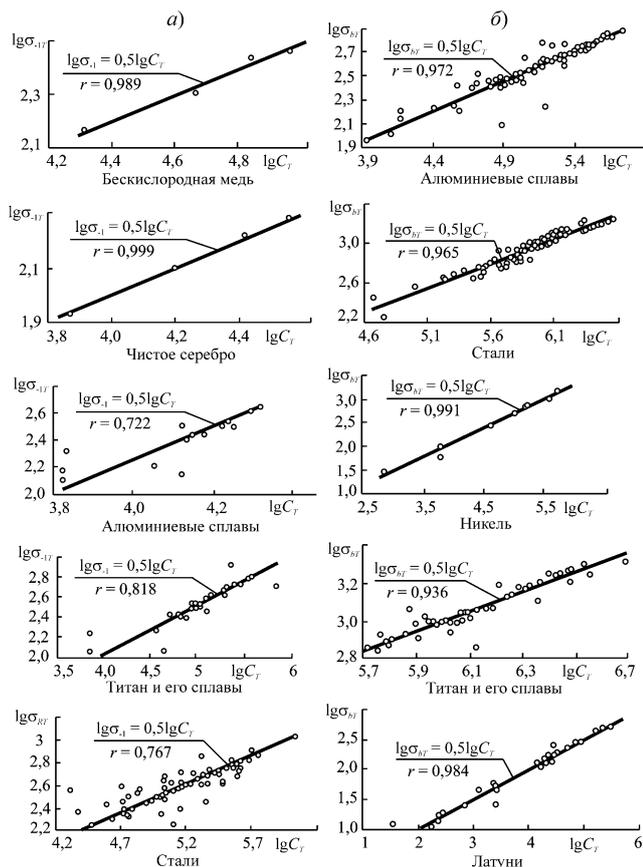


Рисунок 13 – Зависимости $\sigma_{-1}(C_T)$ (а) и $\sigma_u(C_T)$ (б) для различных металлических материалов (А. В. Богданович, Л. А. Сосновский)

Согласно изложенному, критериальное уравнение (155) справедливо для $\sigma \leq \sigma_u$, а τ_w можно трактовать, в зависимости от условий испытаний, как наибольшее контактное давление (p_0) в центре контактной площадки при качении, или фрикционное напряжение (τ_w) либо среднее (номинальное) давление p_a в зоне контакта при скольжении, или давление (q) при фреттинг-контакте. Если зафиксировать значение $\sigma = \sigma_{-1}$, где $\sigma_{-1} \ll \sigma_u$, то уравнение (28) может быть представлено в виде диаграммы предельных состояний трибофатических систем [2, 57, 68] (рисунок 14), на которой ясно различаются зоны реализации самопроизвольных процессов упрочнения-разупрочнения ($\Lambda \gtrless 1$). Так, из этого рисунка следуют очевидные заключения, сделанные выше: если $\Lambda < 1$, мы имеем дело с самоупрочняю-

щейся (в процессе испытаний или работы в данных условиях) системой; если $\Lambda > 1$, система оказывается саморазупрочняющейся; если же обнаруживается, что $\Lambda < 1$ переходит в $\Lambda > 1$, то это означает, что в связи с изменением определяющих условий работы или эксплуатации процессы упрочнения сменяются процессами разупрочнения.

Дополнительное экспериментальное подтверждение этих заключений дано на рисунках 15–17. Заметим, что в случае развития самопроизвольного упрочнения (при $\Lambda < 1$, см. рисунки 14–16) оказывается, что предельное напряжение при износоусталостных испытаниях выше, чем при обычных усталостных испытаниях. Это означает, что в данных условиях процессы трения и изнашивания становятся «полезными». Имеется много сообщений (см., например, [69]), согласно которым дозированный износ в реальных трибофатических системах (например, колесо / рельс) приводит к соответствующему росту их усталостной прочности. А в случае $\Lambda \gg 1$ (рисунок 17) они, наоборот, ведут к сильному ускорению повреждаемости: предел выносливости с ростом давления q уменьшается в 2–3 раза. Опять же, имеется немало сообщений (см., например, [70]), согласно которым износ в системе ведет к резкому падению усталостной прочности.

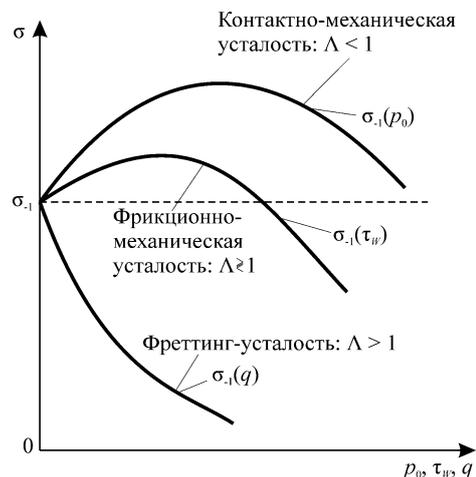


Рисунок 14 – Схема, поясняющая основные особенности Λ -взаимодействий в трибофатической системе

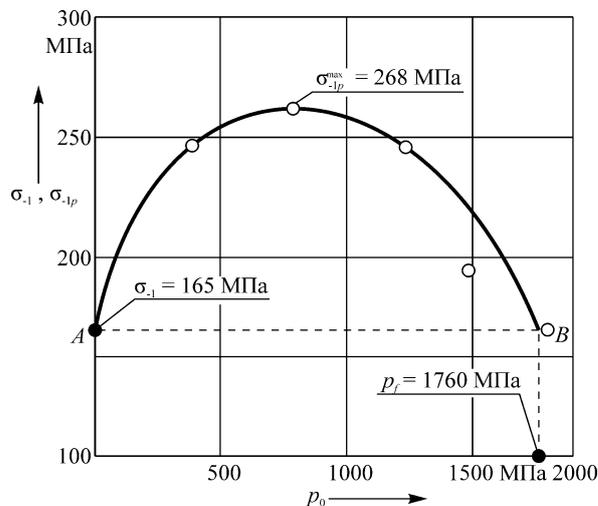


Рисунок 15 – Влияние процессов трения качения на сопротивление контактно-механической усталости при испытаниях трибофатической системы сталь 45 (вал) / сталь 25ХГТ (ролик) (Л.А. Сосновский, С.А. Тюрин)

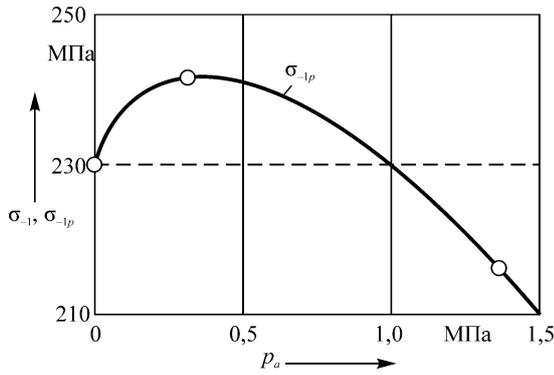


Рисунок 16 – Зависимость предельных напряжений от контактного давления для трибофатигической системы сталь 45 (вал) / чугун (частичный вкладыш подшипника) (В. И. Похмурский с сопр.)

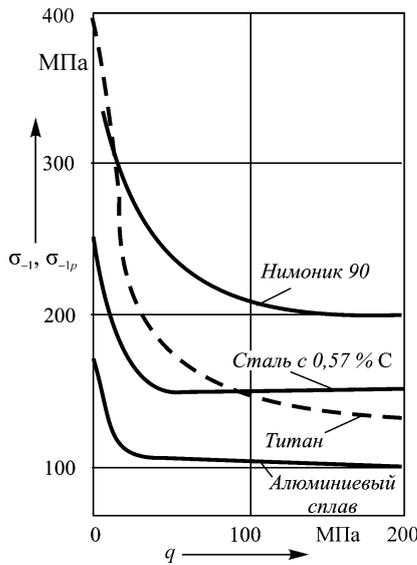


Рисунок 17 – Влияние контактного давления на изменение предела выносливости при фреттинг-усталости по R.B. Waterhouse (нимоник-90 – Harris W. J.; сталь с 0,5 % С – Peterson R. E.; титан – Sinclair G. M., Liu H. W., Corten H. T.; алюминиевый сплав – Corten H. T.)

В таблицах 3 и 4 дана сводка физических признаков различных (часто встречающихся на практике) признаков предельного состояния, которая может быть полезной специалистам в соответствующих областях исследований.

Что касается определения параметров Λ_{MT} и $\Lambda_{n\tau}$, то в работах [2, 57, 59] показано, что, например, параметр $\Lambda_{n\tau}$ является функцией *относительного коэффициента асимметрии износоусталостного повреждения*

$$\bar{\rho}_{n\tau} = \left(\frac{\tau_w}{\tau_f} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{-1}}{\sigma} \right)^2. \quad (159)$$

Отсюда следует, что $\bar{\rho}_{n\tau}$ зависит не только от абсолютных значений действующих (σ , τ_w) и предельных (σ_{-1} , τ_f) напряжений, но и от их соотношений, а именно: τ_w/σ , σ_{-1}/τ_f , σ_{-1}/σ , $\tau_w/\tau_f \geq 1$. Это означает, например, что в зависимости от реализации того или иного из неравенств $\sigma \geq \sigma_{-1}$, $\tau_w \geq \tau_f$ будут реализованы суще-

ственно различные закономерности накопления необратимых повреждений. Этот вывод соответствует известным экспериментальным результатам и теоретическим представлениям. На рисунке 18 дан анализ с учетом работ [2, 59] возможных зависимостей $\lg \Lambda_{n\tau} - \lg \bar{\rho}_{n\tau}$. Более подробный анализ взаимозависимостей $\Lambda_{n\tau}(\bar{\rho}_{n\tau})$ можно найти в работах [2, 57, 59].

Таблица 3 – Сводка основных физических признаков предельного состояния

Энергетическое состояние		Условие достижения предельного (критического) состояния
Обозначение	Физическое состояние и его характеристика	
M	Механическое состояние σ_{ij}	$u_n^{eff} \xrightarrow{\sigma_{ij} \rightarrow \sigma_{lim}} u_0$
T	Термодинамическое состояние T_Σ	$u_T^{eff} \xrightarrow{T_\Sigma \rightarrow T_S} u_0$
MTD	Механотермодинамическое состояние σ_{ijT} , T_Σ	$u_\Sigma^{eff} \xrightarrow[\begin{smallmatrix} T_\Sigma \rightarrow T_S \\ \sigma_{ijT} \rightarrow \sigma_{lim}(T) \end{smallmatrix}]{\sigma_{ijT} \rightarrow \sigma_{lim}(T)} u_0$
tMTD	Механотермодинамическое состояние во времени σ_{ijT} , T_Σ , t	$u_\Sigma^{eff} \xrightarrow[\begin{smallmatrix} T_\Sigma \rightarrow T_S \\ t \rightarrow t_{lim} \end{smallmatrix}]{\sigma_{ijT} \rightarrow \sigma_{lim}(T)} u_0$

Обозначения:

σ_{lim} – предельное напряжение; T_S – температура плавления; t_{lim} – долговечность; σ_{ij} – тензоры напряжений (деформаций); T_Σ – температура, обусловленная всеми источниками тепла; σ_{ijT} – тензор напряжений при изотермическом ($T_\Sigma = const$) состоянии; σ_{ijT} , T_Σ – напряженно-деформированное и термодинамическое состояние; σ_{ijT} , T_Σ , t – напряженно-деформированное и термодинамическое состояние во времени.

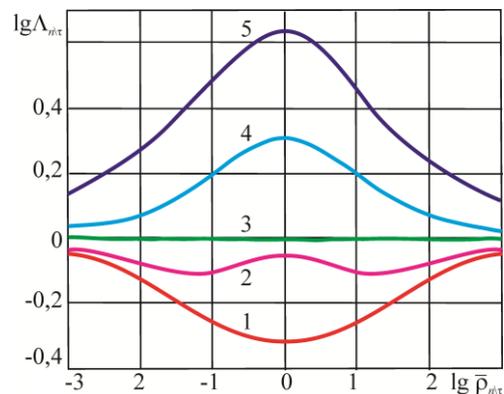


Рисунок 18 – Типичные зависимости характера и направленности процессов упрочнения-разупрочнения ($\Lambda \geq 1$) от коэффициента асимметрии процессов повреждаемости $\bar{\rho}$: 1, 2 – контактно-механическая усталость; 2, 3, 4 – фрикционно-механическая усталость; 4, 5 – фреттинг-усталость

Аналогично можно выполнить анализ зависимости функции взаимодействия $\Lambda_{T\setminus M}$ от параметра $\bar{\rho}_{T\setminus M}$. На рисунке 19 в двойных логарифмических координатах представлены такие зависимости для сталей, алюминиевых сплавов и никеля (по результатам обширных экспериментов, проанализированных в [2, 57, 59]). Коэффициент корреляции оказался весьма высоким: от $r = 0,862$ до $r = 0,999$. Зависимости $\Lambda_{T\setminus M}(\bar{\rho}_{T\setminus M})$, как правило, претерпевают перелом при $\lg \bar{\rho}_{T\setminus M} = 0$, т. е.

при значении $\bar{\rho}_{T\backslash M} = 1$, когда термическое и силовое повреждения оказываются равновесными (сравнить с аналогичным переломом графиков на рисунке 18).

Таблица 4 – Конкретизация характеристик и соответствующих им физических признаков предельного состояния

Обозначение критериального условия	Условие достижения предельного состояния	Физический признак
L1	$\sigma_{lim} = \sigma_u$, σ_u – предел прочности при растяжении	Статическое разрушение
L2	$\sigma_{lim} = \sigma_{-1}$, σ_{-1} – предел выносливости при механической усталости	Усталостное разрушение (на части)
L3	$\sigma_{lim} = p_f$, p_f – предельное контактное давление при качении	Ямки выкрашивания критической плотности (критической глубины), недопустимый износ
L4	$\sigma_{lim} = \tau_f$, τ_f – предельное фрикционное напряжение при скольжении	Износ предельной величины
L5	$\sigma_{lim} = \begin{cases} \sigma_{-1p}, \\ \sigma_{-1\tau}, \end{cases}$ $\sigma_{-1p}, \sigma_{-1\tau}$ – предельные напряжения при реализации прямого эффекта [2]	Усталостное разрушение (на части) в зависимости от контактного давления (индекс p) при качении или фрикционного напряжения (индекс τ) при скольжении (прямой эффект в трибофатике)
L6	$\sigma_{lim} = \begin{cases} p_{f\sigma}, \\ \tau_{f\sigma}, \end{cases}$ $p_{f\sigma}, \tau_{f\sigma}$ – предельные напряжения при реализации обратного эффекта [2]	Ямки выкрашивания критической плотности (критической глубины) или недопустимый износ при качении или скольжении в зависимости от уровня циклических напряжений (индекс σ) (обратный эффект в трибофатике)
L7	$\sigma_{lim} = \sigma_{-1q}$, σ_{-1q} – предел выносливости при фреттинг-усталости	Усталостное разрушение при фреттинг-коррозии и (или) фреттинг-износе
L8	$\sigma_{limT} = \sigma_{-1T}$, σ_{-1T} – предел выносливости при изотермической усталости	Предельное состояние в зависимости от температуры (изотермическая усталость)
L9	$T_{lim} = T_s$, T_s – температура плавления	Тепловое (термодинамическое) разрушение
L10	$t_{lim} = t_c$, t_c – долговечность	Время (физическое) до наступления предельного состояния по любому признаку

Для сталей и никеля при $\bar{\rho}_{T\backslash M} < 1$ обнаруживается пропорциональная зависимость между Λ_{MT} и $\bar{\rho}_{T\backslash M}$, а при $\bar{\rho}_{T\backslash M} > 1$ она становится обратной. Для алюминиевых сплавов связь $\Lambda_{T\backslash M}(\bar{\rho}_{T\backslash M})$ тоже пропорциональна, однако

располагается она (при $\bar{\rho}_{T\backslash M} < 1$) в III квадранте.

Таким образом, экспериментально подтверждено, что параметр взаимодействия $\Lambda_{T\backslash M}$ чувствителен не только к соотношению эффективных тепловой и механической энергий, но и к строению и составу (или природе) металлических материалов. Последний вывод справедлив и применительно к параметру $\Lambda_{n\backslash T}$: его численные значения оказываются существенно различными, например, для металл / металлической и металл / полимерной силовых систем – даже и в случае, когда соотношения $\sigma \backslash \sigma_{-1}$ и $\tau_w \backslash \tau_f$ будут для них одинаковыми.

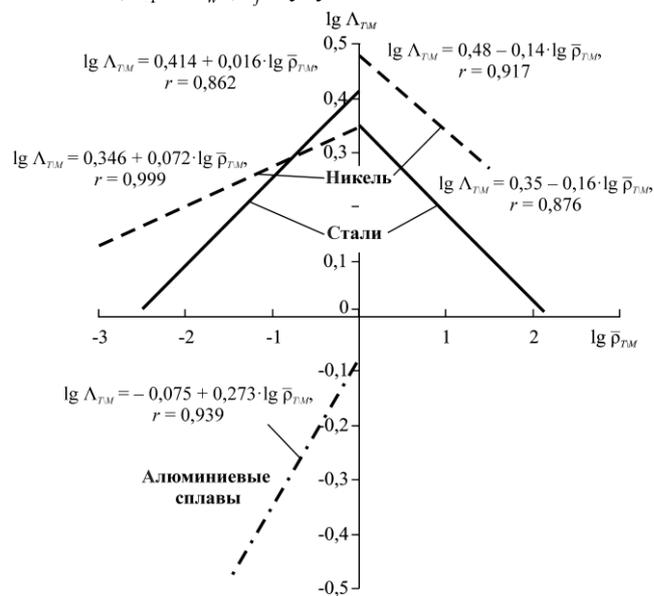


Рисунок 19 – Логарифмические зависимости $\Lambda_{T\backslash M}(\bar{\rho}_{T\backslash M})$, построенные по данным экспериментов (Л. А. Сосновский, А. В. Богданович)

Выше кратко проанализированы результаты более 600 испытаний металлов и их сплавов (в изотермических условиях), выполненных многими авторами.

Было установлено, что термодинамическая зависимость предельных напряжений может быть представлена в координатах $\lg \sigma_{lim} - \lg C_T$ [см. рисунки 12 и 13 и формулу (158)], где функция

$$C_T = C_T(T, u_0, a_n, a_T, \Lambda_{MT}) \quad (160)$$

удовлетворительно работает и в условиях статического растяжения ($\sigma_{lim} = \sigma_u$), и в условиях усталостного разрушения ($\sigma_{lim} = \sigma_{-1}$) для многих и разных металлических материалов (стали; алюминиевые, титановые и др. сплавы и т.д.). При этом взаимосвязь (158) оказывается справедливой практически в полных интервалах возможного изменения температуры ($T \leq 0,8T_s$) и напряжений ($\sigma \leq \sigma_u$) с коэффициентом корреляции $r = 0,7$ в отдельных случаях, обычно же $r > 0,9$. Таким образом, модель (158) представляется фундаментальной (рисунок 20). Сама по себе такая модель простейшего вида сначала может показаться сомнительной, потому что в известной литературе (см., например [71] и мн. др.) явная температурная зависимость предель-

ных напряжений описывается кривыми сложной формы. Это объясняется сменой механизмов повреждения разных материалов в различных условиях испытаний – при нормальной, рабочей и др. температурах.

Но, тем не менее, фундаментальность (158), повторяем, убедительно подтверждена экспериментально (см. рисунки 12 и 13).

С теоретической точки зрения можно высказать следующие соображения в пользу модели (158). Она имеет четыре параметра [см. (160)], причем один из них (u_0) есть фундаментальная константа вещества [см. формулы (48), (49)] в работе [67], а два других (a_T , a_n) определяются из граничных условий [59] как соотношения u_0 и физических констант σ_d и T_d данного материала [59]:

$$a_\sigma = u_0 / \sigma_d^2, \quad a_T = u_0 / \sigma_d. \quad (161)$$

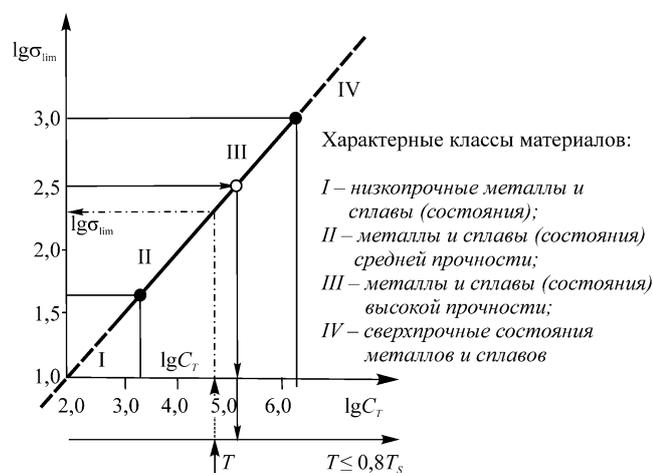


Рисунок 20 – Обобщенная (82) МТД-функция предельных состояний металлов и сплавов ($\sigma_{lim} \leq \sigma_u$; $T \leq 0,8T_s$)

Методики определения σ_d и T_d описаны в литературе [2, 57, 59]. Здесь же напомним, что предел деструкции σ_d материала определяют при растяжении в условиях, когда $T_\Sigma \rightarrow 0$, а температуру деструкции T_d при нагреве тела – в условиях, когда $\sigma = 0$. Таким образом, в общем случае учитывается двойственная природа процессов накопления повреждений и разрушения, обусловленных: 1) механической напряженностью и 2) тепловой активацией этой напряженности во времени [48]. Наконец, функция $\Lambda_{M/T} \geq 1$, как кратко описано выше и изложено в литературе [4, 48], учитывает взаимодействие повреждений в связи с изменением соотношений $\sigma \geq \sigma_{lim}$; в известных исследованиях [2, 4, 72] неоднократно и убедительно доказано, что именно это соотношение определяет характер и механизмы повреждений при упругом, неупругом, упруго-пластическом и пластическом деформировании. При этом роль тепловых флуктуаций ($T_\Sigma < T_d$) детально исследована, например, в работах [48, 49].

Нам осталось поставить «последнюю точку» по аргументации в пользу фундаментальности модели (158). Если она действительно фундаментальна, то должна быть справедливой и для неметаллических, например,

полимерных материалов – в соответствии с гипотезой (48) работы [67]. На рисунке 21 и в таблице 5 представлены результаты анализа испытаний полимеров по экспериментальным данным работы [73].

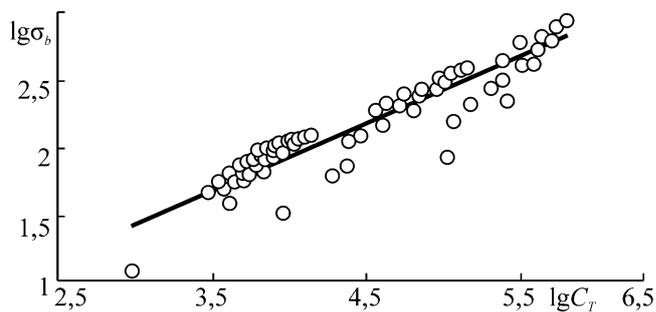


Рисунок 21 – Зависимость $\sigma_u(C_T)$ для полимерных материалов (А. В. Богданович)

Таблица 5 – Анализ основных характеристики полимерных материалов по экспериментальным данным [73]

Материал и литературный источник	u_0 , кДж/ моль	$\frac{a_T}{a_n}$, МПа ² / К $\left(\frac{\text{кДж}/\text{моль}\cdot\text{К}}{\text{кДж}/\text{моль}\cdot\text{МПа}^2}\right)$	Данные испытаний	
			К σ_b , МПа	Объем выборки
Полиэтиленовая пленка высокой плотности (ПЭВП) марки 20806-024	108	$\frac{0,275}{2,94 \cdot 10^{-4}}$	$\frac{275-383}{32-386}$	5
Полипропиленовая пленка (ПП) марки 03П10/005	119	$\frac{0,234}{1,70 \cdot 10^{-4}}$	$\frac{273-423}{150-570}$	5
Упрочненное шпательное волокно из поливинилового спирта (ПВС) «Винол МФ»	111	$\frac{0,227}{7,62 \cdot 10^{-5}}$	$\frac{273-453}{80-802}$	5
Нить на основе перхлорвинилового смолы (ПХВ) марки «Хлорин»	114	$\frac{0,285}{2,56 \cdot 10^{-4}}$	$\frac{273-383}{60-376}$	5
Капроновая нить (ПКА) (ГОСТ 7054067)	169	$\frac{0,282}{1,68 \cdot 10^{-4}}$	$\frac{275-453}{300-740}$	5
Полиэтилентерефталатная пленка (ПЭТФ) (ТУ 6-05-1597-72)	222	$\frac{0,342}{9,82 \cdot 10^{-4}}$	$\frac{279-498}{200-362}$	4
Полиамидная пленка ПМ-1 (ТУ 6-05-1597-72)	202	$\frac{0,297}{2,1 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{273-673}{12-240}$	7
Полистирол (ПС) при изгибе	281	$\frac{0,627}{2 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{77-290}{56-108}$	10
Полиметалметакрилат (ПММА) при изгибе	277	$\frac{0,558}{1,74 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{77-290}{66-116}$	10
Ударнопрочный полистирол (УПС) при растяжении и кручении	277	$\frac{0,699}{2,53 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{77-290}{48-94}$	10
	252	$\frac{0,636}{1,84 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{77-290}{50-105}$	10

Видно, что модель (158) подтверждается с коэффициентом корреляции $r = 0,917$. Заметим, что обработаны результаты испытания не только «обычных» образцов (диаметром ~ 5 мм), но и тонких полимерных нитей и пленок, не только при растяжении, но и при кручении и изгибе. Большое отклонение нескольких точек от фундаментальной прямой объясняется тем, что для этих результатов условно принято $\Lambda_{M\setminus T} = 1$ ввиду недостаточности опытных данных для оценки действительного значения этого параметра.

Обобщенная экспериментально обоснованная МТД-функция предельных (по поврежденности) состояний дана на рисунке 22. Относительно большие отклонения отдельных экспериментальных точек от прогнозируемого состояния обнаруживаются и на рисунках 12, 13 – по двум причинам: либо в литературных источниках не хватает данных для корректной оценки необходимых параметров, либо в проведенных экспериментах обнаруживаются существенные погрешности или они были не вполне методически корректными.

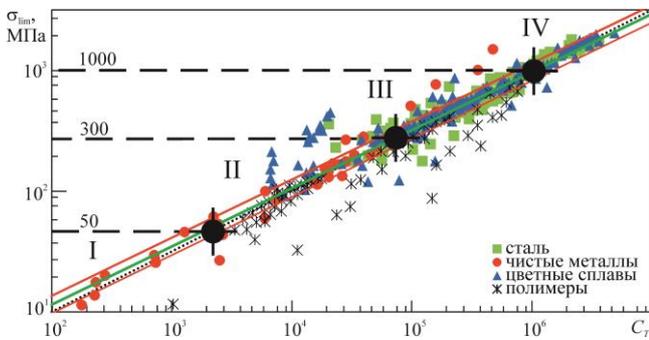


Рисунок 22 – Экспериментально обоснованная МТД-функция критических по поврежденности состояний металлических и полимерных материалов

Заметим еще, что зависимость (158) может показаться нефундаментальной из-за простоты. Однако напомним ставшее классическим изречение: фундаментальная зависимость не может быть сложной (или: всякий закон описывается простейшей формулой).

Таким образом, модель (158) может служить для прогнозирования (показано стрелками от T к σ_{lim} на рисунке 20) механического поведения материалов в термодинамической среде:

$$T \xrightarrow[\frac{a_n, a_T}{\downarrow \uparrow}]{\frac{u_0, \Lambda_{M\setminus T}}{\downarrow \uparrow}} \lg C_T \rightarrow \rightarrow \lg \sigma_{lim}(T, u_0, a_n, a_T, \Lambda_{M\setminus T}) \rightarrow \sigma_{lim(T)}. \quad (162)$$

Состояние среды в (162) описывается параметрами T , a_T , $\Lambda_{M\setminus T}$.

Как видно, прогнозы по (158) и (162) применимы для материалов различной природы с разной структурой – независимо от механизмов повреждения и разрушения при статическом и циклическом нагружениях. Было бы интересно выполнить подобный анализ результатов испытаний при ударе, но такой анализ выхо-

дит за рамки данной работы.

Конечно, ввиду линейности функции (158), оказывается возможным и эффективным и обратное прогнозирование: если надо иметь заданное механическое состояние материала (определяемое параметрами u_0 , $\sigma_{lim(T)}$), то можно сформулировать требования к среде (определяемое параметрами T , a_n , a_T , $\Lambda_{M\setminus T}$), в которой может работать система (на рисунке 20 показано стрелками от σ_{lim} к T):

$$\sigma_{lim(T)} \rightarrow \lg \sigma_{lim(T)} \xrightarrow[\frac{a_n, a_T}{\uparrow}]{\frac{u_0, \Lambda_{M\setminus T}}{\downarrow}} \lg C_T \rightarrow \rightarrow C_T(T, u_0, a_n, a_T, \Lambda_{M\setminus T}) \rightarrow T. \quad (163)$$

Заметим, что попытки построить явную температурную зависимость предельных напряжений в равномерных, полулогарифмических и логарифмических координатах для разных материалов и разных условий испытания оказались неэффективны (рисунок 23).

Кратко проанализируем далее более сложную задачу о работе МТД-системы в среде, в которой реализуются процессы термической коррозии и коррозии под напряжением. Из (77) при $\tau_w = 0$ имеем

$$\Lambda_{M\setminus T} \left(\frac{a_T}{1-D_T} T_\Sigma + \frac{a_n}{1-D_n} \sigma^2 \right) = u_0. \quad (164)$$

После несложных преобразований получим

$$\sigma_{lim(T, ch)} = \frac{1}{2} \lg C_{T(ch)}, \quad (165)$$

где, как нетрудно показать, параметр сопротивления термической коррозии под напряжением

$$C_{T(ch)} = C_{T(ch)}(T, u_0, a_n, a_T, \Lambda_{M\setminus T}, v_{ch}, v_{ch(\sigma)}, m_{v(\sigma)}, v_{ch(T)}, m_{v(T)}). \quad (166)$$

Видно, что законы (158) и (165) по существу (да и формально) одинаковы, а отличаются они тем, что соответствующие функции (160) и (166) принимают во внимание те параметры, которые описывают процессы повреждаемости, характерные для анализируемых явлений. Так, в (166) параметры v_{ch} , $v_{ch(\sigma)}$, $m_{v(\sigma)}$, $v_{ch(T)}$, $m_{v(T)}$ описывают процессы термической коррозии под напряжением (см. формулу (76) в работе [67]). На основании (165) и (166) нетрудно построить алгоритмы прогнозирования [типа (162) и (163)] сопротивления термической коррозии под напряжением.

Дальнейший и подробный анализ (165) и (166) выходит за рамки данной работы.

Заметим, что решения (77)–(157) могут быть проанализированы аналогично для иных условий испытания (или эксплуатации).

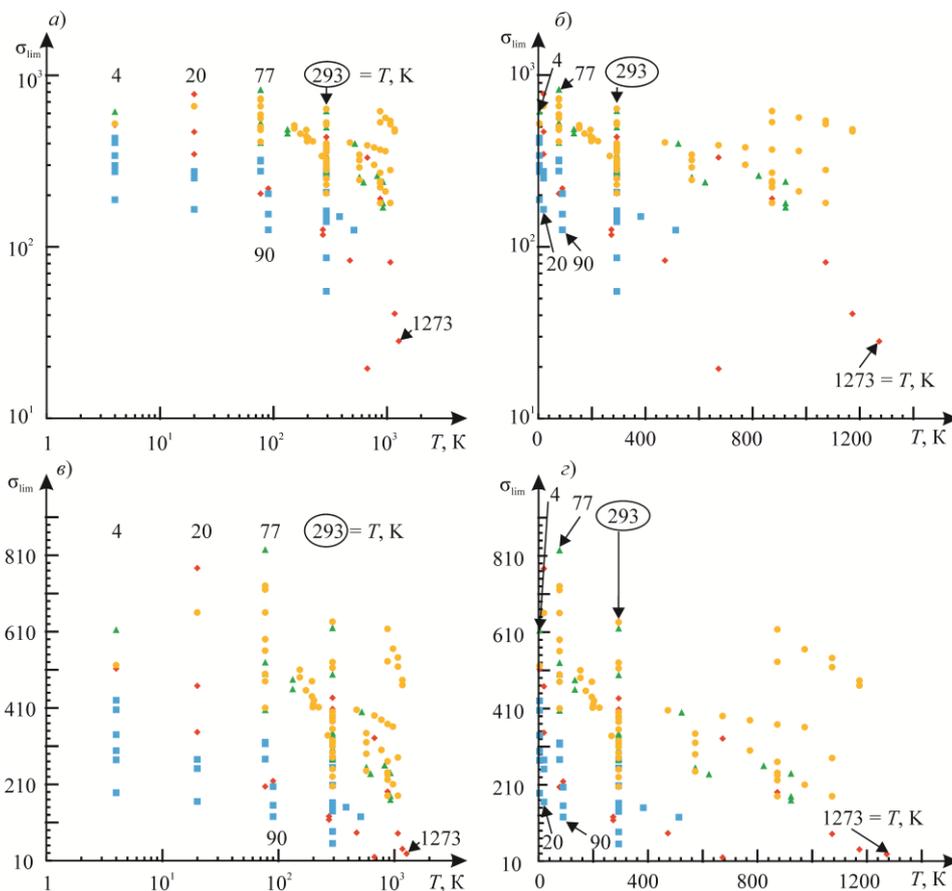


Рисунок 23 – Явные зависимости предела выносливости от температуры для металлических материалов (по данным 136 результатов испытаний многих авторов)

Заключение

1 Показано, что создание обобщенной научной дисциплины – механотермодинамики возможно путем построения двух мостиков: один – это трибофатическая энтропия, которая проложила путь от термодинамики к механике, а другой – это данное в трибофатике фундаментальное представление о необратимой поврежденности всего сущего, которое вымостило дорогу от механики к термодинамике (см. рисунки 9–11). Изложены и обсуждаются первое и второе начала механотермодинамики.

2 Сформулированы основные положения (I–XV), которые составляют фундамент общей теории эволюции механотермодинамических систем.

2.1 Разработаны следующие теории и модели

- энергетическая теория предельных состояний,
- энергетическая теория поврежденности,
- основы теории электрохимической повреждаемости,
- элементы теории запредельных состояний механотермодинамических систем.

2.2 Разработана гипотеза об эволюции механотермодинамических систем (см. таблицы 1 и 2, рисунки 7 и 8), которая описывает время жизни системы как целого (стадия I) и продолжительность ее запредельного существования, или деградации (стадия II); при этом установлено [см. (151)], что эффективная энергия, поглощенная системой в процессе достижения ею предельного состояния, тождественно равна высвободившейся (рассеянной) эффективной энергии в процессе ее деградации вплоть до разложения (на атомы, например).

3 Разработаны методика и процедуры расчета эффективной (опасной) энергии, которая расходуется на генери-

рование, движение и накопление необратимых повреждений [см. (79)–(83) и текст, к ним относящийся].

4 Изложены основы теории Λ-взаимодействия между повреждениями, обусловленными нагрузками разной природы (механической, термодинамической и др.) [см. формулы (69), (70) и (161) и текст, к ним относящийся]; эта теория позволяет учесть влияние процессов самопроизвольного упрочнения-разупрочнения на состояние механотермодинамических систем по поврежденности.

5 Проанализирована взаимосвязь повреждений системы с вероятностью (см. рисунок 5) в процессе ее эволюции и предложено представление о достоверной вероятности $1 < P_* < \infty$ повреждаемости на стадии запредельных состояний.

6 Введено представление о «как угодно» («бесконечно») большом, но конечном числе биг (обозначается как Λ) [см. формулу (150)] и показана его практическая важность при анализе эволюции систем по поврежденности [см. формулы (152) и (153)].

7 Дана сводка физических признаков и конкретизация характеристик предельного состояния объектов и систем (см. таблицы 3 и 4), которая может быть полезной специалистам в соответствующих областях исследований.

8 В практическом плане в работе получена единая МТД-функция критических по поврежденности (предельных) состояний металлических и полимерных материалов, работающих в разнообразных условиях [см. формулу (158), рисунок 20]. Анализ более 600 результатов экспериментов показал (см. рисунки 12, 13, 19, 21, 22), что эта функция является фундаментальной: она справедлива для низко-, средне- и высокопрочных со-

стояний чистых металлов, сплавов и полимеров в широком интервале изменения температуры среды (от гелиевой до $0,8T_s$, T_s – температура плавления материала) и механических нагрузок (вплоть до предела прочности при однократном статическом нагружении); усталостная долговечность при этом была порядка 10^6 – 10^8 циклов. Установленная фундаментальная МТД-функция может быть использована для эффективного прогнозирования поведения конкретных МТД-систем в разнообразных условиях эксплуатации (испытаний) [см. процедуры (162) и (163)]. Предложена модель (165), (166) для описания влияния термической коррозии и коррозии под напряжением на изменение предельных состояний материалов.

В заключение следует сказать, что исследования по механотермодинамике только начинаются. Углубление и расширение фронта работ в этой новой и перспективной области знания ожидается в ближайшее время. А их полезность, по мнению авторов, так велика, что трудно поддается предвидению в настоящее время.

Список литературы

- 1 **Sosnovskiy, L. A.** Mechanothermodynamical System and its Behavior / L. A. Sosnovskiy, S. S. Sherbakov // *Continuum Mech. and Thermodyn.* – 2012. – V. 24, Issue 3. – P. 239–256.
- 2 **Сосновский, Л. А.** Механика износоусталостного повреждения / Л. А. Сосновский. – Гомель : БелГУТ, 2007. – 434 с.
- 3 **Sosnovskiy, L. A.** Tribo-Fatigue. Wear-Fatigue Damage and its Prediction (Foundations of Engineering Mechanics) / L. A. Sosnovskiy; Series: Foundations of Engineering Mechanics. – Springer, 2005. – 424 p.
- 4 **Щербаков, С. С.** Механика трибофатических систем / С. С. Щербаков, Л. А. Сосновский. – Минск : БГУ, 2010. – 407 с.
- 5 **Kondepudi, D.** Modern Thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures / D. Kondepudi, I. Prigogine. – New York : John Wiley & Sons, Chichester, 1998. – 510 p.
- 6 **Mase, G.** Theory and Problems of Continuum Mechanics / G. Mase. – New York: McGraw-Hill, 1970. – 221 p.
- 7 **Sedov, L. I.** A Course in Continuum Mechanics / L. I. Sedov. – Groningen : Wolters-Noordhoff, 1971. – 242 p.
- 8 **Truesdell, C. A.** A First Course in Rational Continuum Mechanics / C. A. Truesdell. – New York : Academic Pr., 1976. – 295 p.
- 9 **Yokobori, T.** An Interdisciplinary Approach to Fracture and Strength of Solids / T. Yokobori. – Groningen : Wolters-Noordhoff Scientific Publications Drd, 1968. – 335 p.
- 10 **Kachanov, L. M.** Introduction to Continuum Damage Mechanics / L. M. Kachanov. – Netherlands : Kluwer Academic Publishers, 1986. – 148 p.
- 11 **Panin, V. E.** Physical Mesomechanics of Heterogeneous Media and Computer-Aided Design of Materials / V. E. Panin. – Cambridge : Cambridge Int. Sci. Publishing, 1998. – 450 p.
- 12 **Houlsby, G. T.** Principles of Huperplasticity. An Approach to Plasticity Theory Based on Thermodynamic Principles / G. T. Houlsby, A. M. Puzrin. – London : Springer-Verlag London Limited, 2006. – 363 p.
- 13 **Lemaitre, J.** Engineering Damage Mechanics : Ductile, Creep, Fatigue and Brittle Failures / J. Lemaitre, R. Desmorat. – New York : Springer, 2007. – 402 p.
- 14 **Palmov, V. A.** Vibrations of Elasto-Plastic Bodies / V. A. Palmov. – New York : Springer – Verlag Berlin Heidelberg, 1998. – 311 p.
- 15 **Besson, J.** Continuum Models of Ductile Fracture: a Review / J. Besson // *Int. J. of Damage Mechanics.* – 2010. – V. 19. – № 1. – P. 3–52.
- 16 **Krajcinovic, D.** Damage Mechanics: Accomplishments, Trends and Needs / D. Krajcinovic // *Int. J. Solids and Structures.* – 2000. – № 37. – P. 267–277.
- 17 **Armero, F.** A General Framework for Continuum Damage Models. I. Infinitesimal Plastic Damage Models in Stress Space / F. Armero, S. Oller // *Int. J. Solids and Structures.* – 2000. – V. 37, Issue 48. – P. 7409–7436.
- 18 **Butuc, M. C.** An Experimental and Theoretical Analysis on the Application of Stress-Based Forming Limit Criterion / M. C. Butuc, J. J. Gracio, A. Barata da Rocha // *Int. J. Mech. Sci.* – 2006. – V. 48, Issue 4. – P. 414–429.
- 19 **Collins, I. F.** Application of Thermomechanical Principles to the Modeling of Geotechnical Materials / I. F. Collins, G. T. Houlsby // *Proc. R. Soc. Lond., Series A.* – 1997. – V. 453, Issue 1964. – P. 1975–2001.
- 20 **Brunig, M.** An Anisotropic Ductile Damage Model Based on Irreversible Thermodynamics / M. Brunig // *Int. J. Plasticity* – 2003. – V. 19. – P. 1679–1713.
- 21 **A Ductile Damage Criterion at Various Stress Triaxialities / M. Brünig [et al.] // Int. J. Plast.** – 2008. – V. 24. – P. 1731–1755.
- 22 **Voyiadjis, G. Z.** Framework Using Functional Forms of Hardening Internal State Variables in Modeling Elasto-Plastic-Damage Behavior / G. Z. Voyiadjis, R. J. Dorgan // *Int. J. Plast.* – 2007. – V. 23. – P. 1826–1859.
- 23 **Bammann, D. J.** On Kinematic, Thermodynamic, and Kinetic Coupling of a Damage Theory for Polycrystalline Material / D. J. Bammann, K. N. Solanki // *Int. J. Plasticity.* – 2010. – V. 26. – P. 775–793.
- 24 **Chen, B.** A Microvoid Evolution Law Involving Change of Void Shape and Micro / Macroscopic Analysis for Damaged Materials / B. Chen, W. G. Li, X. H. Peng // *J. Mater. Process. Techn.* – 2002. – V. 122. – P. 189–195.
- 25 **Damage Initiation and Growth in Metals. Comparison Between Modelling and Tomography Experiments / E. Maire [et al.] // J. Mech. Phys. Solids.** – 2005. – V. 53. – P. 2411–2434.
- 26 **Hammi, Y.** A physically motivated anisotropic tensorial representation of damage with separate functions for void nucleation, growth, and coalescence / Y. Hammi, M. F. Horstemeyer // *Int. J. Plast.* – 2007. – V. 23. – P. 1641–1678.
- 27 **Visualization by X-ray Tomography of Void Growth and Coalescence Leading to Fracture in Model Materials / A. Weck [et al.] // Acta Materialia.** – 2008. – V. 56. – P. 2919–2928.
- 28 **Strain-induced damage of metals under large plastic deformation: theoretical framework and experiments / N. Tutyshkin [et al.] // Int. J. Plast.** – 2014. – V. 59. – P. 133–151.
- 29 **Demir, I.** A Mesoscopic Model for Inelastic Deformation and Damage / I. Demir, H. M. Zbib // *Int. J. Eng. Sci.* – 2001. – V. 39. – P. 1597–1615.
- 30 **Einav, I.** Coupled Damage and Plasticity Models Derived from Energy and Dissipation Potentials / I. Einav, G. T. Houlsby, G. D. Nguyen // *Int. J. Solids Struct.* – 2007. – V. 44. – P. 2487–2508.
- 31 **Сосновский, Л. А.** О возможности построения механотермодинамики / Л. А. Сосновский, С. С. Щербаков // *Наука и инновации.* – 2008. – № 2 (60). – С. 24–29.
- 32 **Sosnovskiy, L. A.** Surprises of Tribo-Fatigue / L. A. Sosnovskiy, S. S. Sherbakov. – Minsk : Magic book, 2009. – 200 p.
- 33 **Высоцкий, М. С.** Механотермодинамическая система как новый объект исследования / М. С. Высоцкий, П. А. Витязь, Л. А. Сосновский // *Механика машин, механизмов и материалов.* – 2011. – № 2 (15). – С. 5–10.
- 34 **Hibbeler, R. C.** Technical Mechanics (2 – Strength Theory. 5, Revised and Enlarged ed. Pearson Study) / R. C. Hibbeler. – Munich, 2005. – ISBN 3-8273-7134-1.
- 35 **Giurgiutiu, V.** Development of Strength Theories for Random Fiber Composites / V. Giurgiutiu, K. L. Reifsnider // *Journal of composites technology & research, JCTRER.* – 1994. – V. 16. – № 2 – P. 103–114.

- 36 **Писаренко, Г. С.** Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии / Г. С. Писаренко, А. А. Лебедев. – Киев : Наукова думка, 1976. – 412 p.
- 37 Прочность материалов и конструкций / ред. В. Т. Трошенко [и др.]. – Киев : Академперіодика, 2005. – 1088 с.
- 38 **Мао-Хонг, Ю.** Unified Strength Theory and its Applications / Yu Mao-Hong. – Berlin : Springer, 2004. – 448 p.
- 39 **Махутов, Н. А.** Конструкционная прочность, ресурс и техногенная безопасность / Н. А. Махутов. – Новосибирск : Наука, 2005. – Т. 1. – 494 с. ; Т. 2. – 610 с.
- 40 **Махутов, Н. А.** Деформационные критерии разрушения и расчет элементов конструкций на прочность / Н. А. Махутов. – М. : Машиностроение, 1981. – 272 с.
- 41 **Zhuravkov, M. A.** Analysis of Stationary and Progressive Cracks Under the Dynamic Loading in Finite Solid Bodies / M. A. Zhuravkov, N. G. Chumak // Canadian Journal on Mechanical Sciences & Engineering. – 2011. – V. 2. – № 6. – P. 127–136.
- 42 **Журавков, М. А.** Математическое моделирование деформационных процессов в твердых деформируемых средах : (на примере задач механики горных пород и массивов) / М. А. Журавков. – Минск : БГУ, 2002. – 456 с.
- 43 **Khonsari, M. M.** An Introduction to Thermodynamics of Mechanical Fatigue / M. M. Khonsari, M. Amiri. – Boca Raton : CRC Press, Taylor & Francis Group, 2013. – 145 p.
- 44 **Naderi, M. A.** Thermodynamic Approach to Fatigue Damage Accumulation Under Variable Loading / M. Naderi, M. M. Khonsari // Journal of materials science and engineering. – 2010. – V. 527. – № 23 – P. 6133–6139.
- 45 **Amiri, M.** An Experimental Approach to Evaluate the Critical Damage / M. Amiri, M. Naderi, M. M. Khonsari // International journal of damage mechanics. – 2011. – V. 20. – № 1 – P. 89–112.
- 46 **Журков, С. Н.** Кинетическая концепция прочности твердых тел / С. Н. Журков // Вестн. АН СССР. – 1968. – № 3. – С. 46–52.
- 47 **Журков, С. Н.** Дилатонный механизм прочности твердых тел / С. Н. Журков // Физика прочности и пластичности. – М. : Наука, 1986. – С. 5–11.
- 48 **Регель, В. Р.** Кинетическая природа прочности твердых тел / В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. – М. : Наука, 1974. – 560 с.
- 49 **Габар, И. Г.** Термоактивационный анализ разрушения ОЦК- и ГЦК-металлов и концепции взаимосвязи параметров кривой усталости / И. Г. Габар // Проблемы прочности. – 1989. – № 11. – С. 61–64.
- 50 **Иванова, В. С.** Природа усталости металлов / В. С. Иванова, В. Ф. Терентьев. – М. : Metallurgy, 1975. – 456 с.
- 51 **Черепанов, Г. П.** Механика разрушения и кинетическая теория прочности / Г. П. Черепанов // Проблемы прочности. – 1989. – № 11. – С. 3–8.
- 52 **Сосновский, Л. А.** Статистическая механика усталостного разрушения / Л. А. Сосновский. – Минск : Наука и техника, 1987. – 288 с.
- 53 **Sosnovskiy, L. A.** Vibro-Impact in Rolling Contact / L. A. Sosnovskiy, S. S. Sherbakov // Journal of Sound and Vibration, 2007. – V. 308. – P. 489–503.
- 54 **Shcherbakov, S. S.** Modeling of the Damaged State by the Finite-Element Method on Simultaneous Action of Contact and Noncontact Loads / S. S. Sherbakov // Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2012. – V. 85. – P. 472–477.
- 55 **Shcherbakov, S. S.** State of Volumetric Damage of Tribofatigue System / S. S. Sherbakov // Strength of Materials, 2013. – V. 45. – P. 171–178.
- 56 **Богданович, А. В.** Прогнозирование предельных состояний силовых систем / А. В. Богданович. – Гродно : ГрГУ им. Я. Купалы, 2008. – 372 с.
- 57 **Олейник, Н. В.** Сопротивление усталости материалов и деталей машин в коррозионных средах / Н. В. Олейник, А. Н. Магденко, С. П. Скляр. – Киев : Наук. думка, 1987. – 198 с.
- 58 Трибофатика – 98/99 : ежегодник / под общ. ред. Л. А. Сосновского // Вып. 1. : Теория накопления износостойких повреждений ; под ред. Н. А. Махутова / Л. А. Сосновский, А. В. Богданович. – Гомель : НПО "ТРИБОФАТИКА", 2000. – 60 с.
- 59 **Сосновский, Л. А.** L-риск (механотермодинамика необратимых повреждений) / Л. А. Сосновский. – Гомель : БелГУТ, 2004. – 317 с.
- 60 **Сосновский, Л. А.** Трибофатика : о диалектике жизни / Л. А. Сосновский. – Изд. 2-ое. – Гомель : БелГУТ, 1999. – 116 с.
- 61 **Сосновский, Л. А.** Поле жизни и золотые пропорции / Л. А. Сосновский // Наука и инновации, 2009. – № 9 (79). – С. 26–33.
- 62 **Котлин, А.** Любая бесконечность конечна / А. Котлин. [Электронный ресурс]. – 2010. – Режим доступа : <http://www.proza.ru/2010/04/03/1157>.
- 63 **Фейнман, Р.** Лекции по физике / Р. Фейнман. – М. : Мир, 1963. – Т. 4. – 261 с.
- 64 **Сосновский, Л. А.** О динамических системах с элементами разума / Л. А. Сосновский // Трибофатика : тр. VI Междунар. симпозиума по трибофатике ISTF 2010, Минск, 25 окт. – 1 нояб., 2010. : в 2 т. / Бел. гос. ун-т. ; редкол. : М. А. Журавков (пред.) [и др.]. – Минск : БГУ, 2010. – Т. 2. – С. 573–582.
- 65 **Сосновский, Л. А.** Динамические системы с элементами разума : проблема и перспективы исследования / Л. А. Сосновский // Механика – 2011 : материалы V Белорусского конгресса по теоретической и прикладной механике, Минск, 25 – 28 окт., 2011. – Минск : ОИМ НАН Беларуси, 2011. – Т. 1. – С. 64–79.
- 66 Надежность. Риск. Качество : [моногр.] / Л. А. Сосновский [и др.] ; науч. ред. Л. А. Сосновский – Гомель : БелГУТ, 2012. – 358 с.
- 67 **Сосновский, Л. А.** Основы трибофатики : учеб. пособие для студ. высш. техн. учеб. заведений : в 2 т. / Л. А. Сосновский. – Гомель : БелГУТ, 2003. – Т. 1. – 246 с. ; Т. 2. – 234 с.
- 68 **Сосновский, Л. А.** О главных путях повышения эксплуатационной надежности трибофатической системы тормозные колодки-колесо-рельс / Л. А. Сосновский, В. А. Гапанович // Трибофатика : тр. VI Междунар. симп. по трибофатике ISTF 2010, Минск, 25 окт. – 1 нояб., 2010. : в 2 т. / Бел. гос. ун-т. ; редкол. : М. А. Журавков (пред.) [и др.]. – Минск : БГУ, 2010. – Т. 2. – С. 187–201.
- 69 **Серенсен, С. В.** Проблема усталости и износостойкости деталей машин (краткий обзор) / С. В. Серенсен // Повышение износостойкости и срока службы машин. – Киев : Изд-во АН УССР. – 1960. – Т. 1. – С. 10–14.
- 70 **Forrest, P. G.** Fatigue of metals / P. G. Forrest. – Oxford : Pergamon Press Ltd, 1962. – 425 p.
- 71 Расчеты на прочность в машиностроении / С. Д. Пономарев [и др.]. – М. : Гос. науч.-техн. изд-во машиностроительной лит., 1958. – Т. 2. – 974 с.
- 72 **Прокопчук, Н. В.** О температурной зависимости энергии активации механического разрушения полимерных материалов / Н. В. Прокопчук // Проблемы прочности. – 1984. – № 10. – С. 46–50.
- 73 **Ситапов, С.** Процессы разрушения полимеров при различных видах нагружения в хрупком и квазихрупком состояниях / С. Ситапов, Э. М. Карташов, А. И. Хукматов // Проблемы прочности. – 1989. – № 1. – С. 37–40.