

УДК 539.42 : 620.172.254

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОГО СДВИГА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Соковиков М. А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия
sokovikov@icmm.ru

Ярким примером неустойчивости пластического сдвига следует считать формирование так называемых полос адиабатического сдвига при ударном нагружении материалов [1]. Локализация пластического сдвига является следствием резких структурных изменений в материалах и может сопровождаться полиморфными превращениями, фрагментацией, ориентационной и ротационной неустойчивостью.

Эксперименты [2-5] показывают, что реализация больших пластических деформаций сопровождается сильной фрагментацией структуры. Особенно интенсивно этот процесс идет при ударном нагружении, которое сопровождается формированием мозаичной и ячеистой структуры [2,3]. По мере увеличения степени деформации ячейки измельчаются, толщина дислокационных границ ячеек уменьшается, плотность дислокаций внутри субграниц увеличивается. При значительных деформациях вся структура кристалла представляет набор диполей и петель, в результате кристалл разбивается на сильно разориентированные фрагменты [4,5]. Разориентировка между фрагментами, отстоящими друг от друга даже на небольшие расстояния, может достигать нескольких десятков градусов.

Фрагментация структуры является естественной предпосылкой для зарождения и роста микросдвигов. Микросдвиги возникают в местах структурных несовершенств: участков с повышенной плотностью дислокаций, границ блоков и т.п. В настоящее время установлено, что зарождение и рост микросдвигов играет существенную роль в процессе деформирования и разрушения материалов [6]. Особую роль в возникновении пластической неустойчивости играют структурные изменения в материале, связанные с коллективными процессами в системе микросдвигов.

Многочисленными экспериментальными исследованиями показано, что важными дефектами структуры, определяющими релаксационные свойства и кинетику разрушения реальных материалов, являются микросдвиги и микротрещины – типичные дефекты мезоуровня [7-13].

Так структурные исследования процессов указывают на определяющую роль в явлениях неустойчивости пластической деформации согласованного поведения ансамбля микросдвигов.

Коллективные эффекты в ансамбле взаимодействующих микросдвигов сопровождаются структурными изменениями, вызывающими локализацию пластической деформации. Одним из видов локализованной пластичности является адиабатический сдвиг при высокоскоростном нагружении. Наиболее ярко неустойчивость пластического сдвига наблюдается при высокоскоростном налетании ударника конечного размера на преграду. При определенных условиях нагружения имеет место, так называемое, "выбивание пробки" [14]. При этом пластическая деформация (или разрушение) локализуется в узкой области, располагающейся по периметру цилиндрического ударника.

Значительное внимание вопросам неустойчивости и локализации пластической деформации уделено в работах научного направления возглавляемого академиком В. Е. Паниным [15 - 17], где развивается представление о деформируемом твердом теле как о многоуровневой системе, в которой пластическое течение развивается как последовательная эволюция потери сдвиговой устойчивости на различных масштабных уровнях: микро, мезо и макро.

Экспериментальные исследования микроструктуры полос адиабатического сдвига, проведенные в ряде работ, в частности [18], ясно указывают на то, что формирование полос адиабатического сдвига является результатом скачкообразных процессов в системе микросдвигов и пластических ротаций и тесно связано с изменением ориентаций зерен в узких полосах сдвига,

В данной работе используется ранее разработанная теория [19-21], в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на упругие и релаксационные свойства твердых тел. Определяющие уравнения сред с микросдвигами имеют следующий вид:

$$\sigma_{ik} = L_1 e_{ik}^p - L_2 \frac{\partial p_{ik}}{\partial t}, \quad \Pi_{ik} = L_1 e_{ik}^p - L_3 \frac{\partial p_{ik}}{\partial t}, \quad (1)$$

Здесь p_{ik} – тензор, характеризующий интенсивность и преимущественную ориентацию микросдвигов; $\Pi_{ik} = \frac{\partial F}{\partial p_{ik}}$ – термодинамическая сила, действующая на систему, когда p_{ik} отличается от равновесного (F – свободная энергия среды с микросдвигами); σ_{ik}, e_{ik}^p – тензоры напряжений и скоростей пластических деформаций; L_i – кинетические коэффициенты, зависящие от p_{ik} . Определяющие уравнения материала (1) включают соотношения релаксационного типа для тензора напряжений и уравнения движения для параметра p_{ik} . В этих уравнениях учтены "перекрестные" эффекты: влияние микросдвигов на релаксационные процессы и пластичности на кинетику роста p_{ik} . В дальнейшем рассматривается случай, когда пластическая деформация подчиняется условию $e_{ii}^p = 0$ (пластическая несжимаемость материала), а среднее напряжение $\sigma = \frac{1}{3} \sigma_{ii}$ определяется через упругие составляющие тензора деформаций.

В рамках данной теории были определены характерные реакции материалов на образование дефектов и было сделано предположение, что эффекты неустойчивости пластического сдвига обусловлены ориентационно-кинетическими переходами в ансамблях микросдвигов.

Резкий переход к более упорядоченной дефектной структуре часто приводит к аномалиям деформационных свойств, которые могут проявиться, в частности, при высокоскоростном соударении ударника с преградой (выбивание пробки) [22,23].

Развитый подход был применен при численном моделировании механизмов неустойчивости, сопровождающихся выбиванием пробки. Для исключения влияния вторичных факторов процесс выбивания пробки рассматривался в упрощенной постановке и предполагалось, что кинетическая энергия ударника расходуется на ускорение пробки, диаметр которой принимается равным диаметру ударника, и на преодоление сил сопротивления сдвигу в узкой области по образующей пробки. Уравнение баланса энергии в этом случае может быть представлено в виде

$$m v_0^2 / 2 = (m + \rho \pi R_p^2 h) v^2 / 2 + 2 \pi R_p \int_0^h \tau dx, \quad (2)$$

где m – масса ударника, ρ – плотность материала, R_p – радиус ударника и пробки, h – толщина пластины, v_0 – начальная скорость соударения, v – текущая скорость пробки и ударника, τ – напряжение сдвига, u – перемещение пробки как единого целого.

Так как ширина области сдвига точно неизвестна, для оценки скорости деформации сдвига в цилиндрической области по периметру ударника $\dot{\gamma}$ использовалось соотношение

$$\dot{\gamma} = 0,5v/R_p. \quad (3)$$

Уравнения (2),(3) были решены численно совместно с уравнениями, описывающими поведение релаксирующей среды микросдвигами,

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = 2\mu(\dot{\gamma} - \dot{\gamma}^p), \quad \tau = I_1 \dot{\gamma}^p - I_2 \frac{\partial p}{\partial t}, \quad \Pi = I_2 \dot{\gamma}^p - I_3 \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (4)$$

где $\dot{\gamma}^p$ – скорость пластической деформации (предполагается аддитивность тензоров упругой и пластической деформации), p – компонента тензора плотности микросдвигов, ρ – плотность материала, которая предполагается постоянной, μ – модуль сдвига.

Функция Π аппроксимировалась выражением [21]

$$\Pi = -A_1 \tau \exp(-p_a/p) + B_1(p - p_b), \quad (5)$$

где A_1, B_1, p_a, p_b – параметры аппроксимации.

Начальные условия принимались в виде:

$$\tau(0) = 0, \quad \dot{\gamma}^p(0) = 0, \quad p(0) = 0. \quad (6)$$

В опытах по пробиванию преград обычно определяют зависимость скорости, с которой вылетает пробка $v_{вых}$, от скорости соударения $v_{ох}$ и баллистическую скорость v_b – минимальная скорость пробивания преграды. Путем численного моделирования получены следующие зависимости. Начиная с некоторых скоростей соударения, устанавливается строгая линейная зависимость $v_{вых}$ от $v_{ох}$, что совпадает с многочисленными опытами по пробиванию, в частности, с результатами экспериментов, описанными в [24]. При численном определении баллистической скорости v_b также, начиная с некоторых скоростей, соударения устанавливается линейная зависимость v_b от толщины преграды, что совпадает с результатами экспериментов приведенными, в частности, в работе [25].

По мнению авторов [24] и [26], при выбивании "пробки" стабилизация зависимости силы сопротивления ударника от входной скорости (выражающаяся в выходе на асимптоты кривых пробивания) означает существования предельного значения скорости деформирования $\dot{\gamma}$, после которого деформационные свойства материала становятся малочувствительными к дальнейшему росту $\dot{\gamma}$.

В рамках предлагаемой модели эти явления имеют следующее объяснение. В процессе высокоскоростного деформирования в материале происходит структурно-кинетический переход по параметру плотности микросдвигов, связанный не только с их количественным накоплением, но и с резким изменением их ориентационной составляющей (ориентационный переход), что приводит к резкому скачкообразному изменению эффективных характеристик среды, в частности, к резкому падению эффективной вязкости, и, как следствие, к резкому росту скоростей пластических деформаций и релаксации напряжений. В результате сопротивление среды сдвигу падает на 2-3 порядка, выходит на некоторую асимптотическую зависимость и в дальнейшем не меняется. Эффективную вязкость среды можно представить в виде:

$$\sigma_{ik}^* = \eta_{\text{эф}} e_{ik}^p,$$

где $\eta_{\text{эф}} = I_1 - I_2 \rho_{ik} / e_{ik}^p$. Откуда ясно, что эффективный коэффициент вязкости при заданной скорости деформации определяется кинетикой роста параметра плотности микросдвигов

Наибольшая скорость роста ρ_{ik} достигается при резком изменении ориентационной моды микросдвигов (ориентационный переход). Ориентационной является сама природа рассматриваемого деформационного эффекта, обусловленная резкими согласованными поворотами элементов кристаллической структуры в локальных областях [18]. В результате изменяются эффективные макроскопические свойства материала, что представляет собой резкое уменьшение эффективной вязкости в процессе деформирования. Причем, чем больше глубина проникания в область метастабильности (с повышением скорости деформаций), тем более высокие значения $\dot{\rho}_{ik}$ достигаются в процессе кинетического перехода. При достижении предельно возможной глубины проникания в область метастабильности значения $\dot{\rho}_{ik}$ максимальны и практически не изменяются при увеличении скорости соударения. Этим и объясняется существование асимптотик вязкости при высоких скоростях деформирования, что экспериментально обнаружено в [27,28]. Другими словами, скорость генерации микросдвигов в условиях ориентационного перехода определяет деформационную динамику $\dot{\rho}_{ik} \sim \dot{\epsilon}_{ik}^p$.

Резкий переход к ориентационно - упорядоченному состоянию в ансамбле микросдвигов ведет к появлению областей локализованной сдвиговой неустойчивости (полос адиабатического сдвига). Сопроствление сдвигу в этих областях резко падает, и процесс пробивания определяется прежде всего инерционными характеристиками: плотностями и геометрическими размерами ударника и преграды. Исходя из этого можно объяснить слабую зависимость скорости пробивания от материала преграды [25,29] при достижении определенных скоростей соударения.

Установленные автомодельные закономерности позволяют объяснить независимость вязкости конденсированных сред при скоростях деформации $\dot{\epsilon} \sim 10^4 - 10^6 - c^{-1}$, которая была установлена в [30] при измерении затухания возмущений на фронте ударных волн. Удивительный результат этих экспериментов заключается в значениях вязкости, имеющих практически постоянное значение $\eta \approx 10^4 \text{ пуаз}$, для всех изученных конденсированных сред (алюминий, свинец, вода, ртуть). Универсальность реакций конденсированных сред при указанных скоростях деформирования также может быть объяснена адиабатическим подчинением скорости деформации деформационной кинетике, обусловленной коллективными эффектами ансамблей микросдвигов в условиях ориентационного перехода.

С точки зрения данного подхода автомодельными закономерностями ориентационного кинетического перехода в системе микросдвигов обусловлена универсальная зависимость скорости деформации от напряжений, имеющая четвертую степень по амплитуде напряжений, установленная в [31,32] для пластического фронта ударных волн.

В рамках рассматриваемой модели было проведено численное моделирование распространения полос неустойчивости пластического сдвига как специфических волн пластической деформации. В разложении для Π был сохранен член, описывающий возможную пространственную неоднородность распределения тензора плотности микросдвигов:

$$\Pi = -A(p)\tau \exp(-p_a / p) + B_1(p - p_b) - D_1 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}, \quad (7)$$

где D_1 - параметр нелокальности.

В данной постановке параметр аппроксимации A рассматривается как функция от p :

$A = A_1 \left(\frac{p}{p_*} \right)^4$, где p_* – некоторая константа. Данная функция учитывает качественное изменение реакции твердого тела на образование микросдвигов в зависимости от дефектности структуры. Начальные и граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} \tau(z, 0) = 0, \dot{\gamma}^p(z, 0) = 0, p(z, 0) = 0, \\ \nabla p(0, t) = 0, \nabla p(h, t) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В результате численного моделирования системы (2) - (4), (7), (8) получено, что ориентационно - кинетический переход по параметру плотности микросдвигов распространяется от сечения к сечению по толщине пластины с некоторой скоростью и сопровождается скачкообразным увеличением скорости пластических деформаций, быстрой релаксацией напряжений, резким падением сопротивления сдвигу.

Распространение неустойчивости пластического сдвига вглубь по толщине пластины можно рассматривать как своеобразную пластическую волну, имеющую некоторые свойства уединенной волны и не меняющую конфигурацию фронта. В частности, наблюдается сильная зависимость скорости пластической волны от амплитуды.

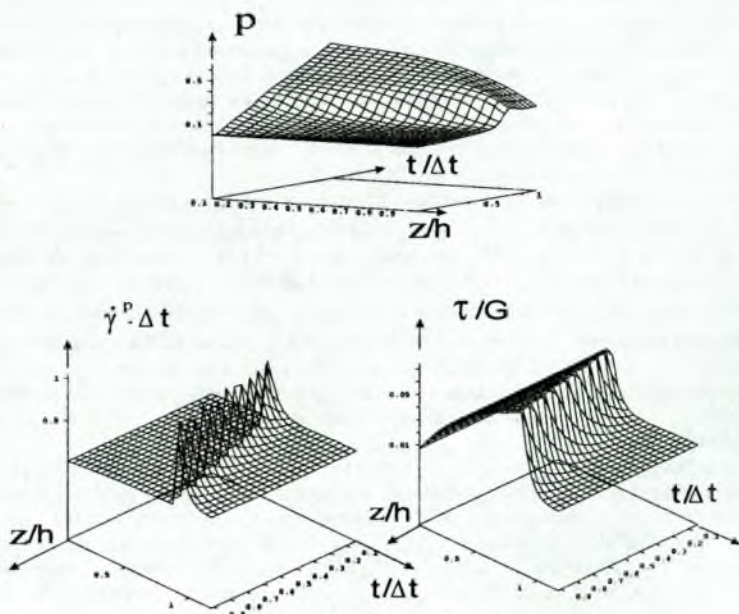


Рис.1.

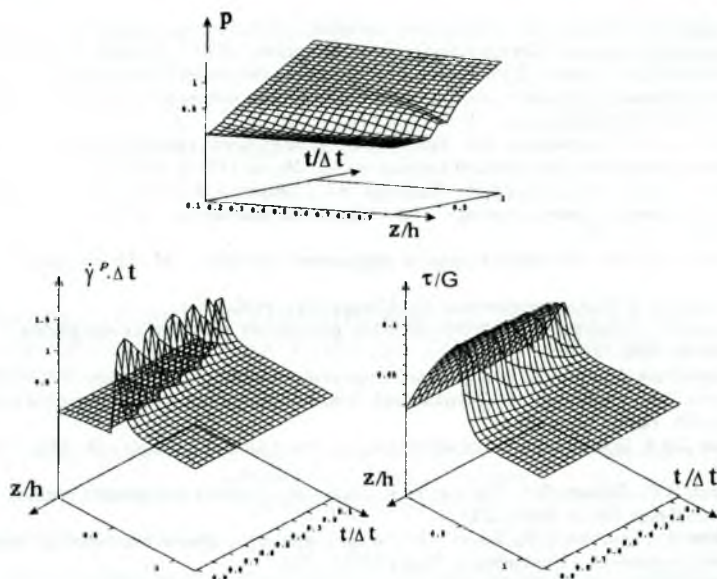


Рис.2.

На рис.1,2 представлены результаты численного моделирования при скоростях соударения 500м/с и 1000м/с; а) плотность микросдвигов ρ ; б) скорость сдвиговой пластической деформации $\dot{\gamma}^P$; в) сдвиговое напряжение τ ; $\Delta t = 1 \mu\text{с}$ – характерное время, h – толщина пластины, G – модуль сдвига.

Таким образом, волны пластической неустойчивости обладают некоторыми признаками уединенных волн. Существенная нелинейность уравнений отражает коллективные эффекты, происходящие в ансамбле микросдвигов в условиях кинетического перехода.

Исследования проводились при частичной поддержке грантов РФФИ 02-01-00736 и 04-01-96042, проектов МНТЦ № 1181 и №2146.

Список литературы

1. Роджерс Х.К., Шастри Н.В. Структурные изменения в сталях при адиабатическом сдвиге // Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов - М.: Металлургия, 1984. - С.301-309.
2. Бекренев А.Н. Взрывная деформация металлов - М., 1987. - 90 с. - Деп. в ВИНТИ 13.Х.87, N7663.
3. Эпштейн Г.Н. Строение металлов, деформированных взрывом. - М.: Металлургия, 1988. - 280 с.
4. Рыбин В.В., Золотаревский Н.Ю., Жуковский И.М. Эволюция структуры и внутренние напряжения на стадии развитой пластической деформации кристаллических твердых тел // Физика металлов и металловедения. - 1990 - N1. - С.5-26.

5. Рубцов А.С., Рыбин В.В. Структурные особенности пластической деформации на стадии локализации течения // Физика металлов и металловедение. - 1977 - Т.44, вып.3. - С.611-622.
6. Бетехтин В.И., Савельев В.Н., Петров А.И. Кинетика накопления микроскопических разрывов сплошности в процессе испытания алюминия на долговечность и ползучесть. // Физика металлов и металловедение - 1974. - Т.38, вып.4. - С.834-842.
7. Бетехтин В.И., Владимиров В.И. Кинетика микро разрушения кристаллических тел // Проблемы прочности и пластичности твердых тел. - Л.: Наука, 1979. - С.142-154.
8. Бетехтин В.И., Владимиров В.И., Кадомцев А.Г., Петров А.И. Пластическая деформация и разрушение кристаллических тел // Проблемы прочности. - 1979.-N7.-С.38-45; N8.-С.51-57; N9.-С.3-9.
9. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. - М.: Металлургия, 1984. - 280 с.
10. Финкель В.М. Физика разрушения. - М.: Металлургия, 1970.-376 с.
11. Тамуж В.П., Куксенко В.С. Микромеханика разрушения полимерных материалов. - Рига: Зинатне, 1978. - 294 с.
12. Макклиток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. - М.: Мир, 1970. - 454 с.
13. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. - М.: Наука, 1974. - 560 с.
14. Зукас Дж.А. Проникание и пробивание твердых тел // Динамика удара. - М.: Мир. - С.110-172.
15. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. - Новосибирск: Наука, 1985.- 229с.
16. Панин В.Е. Гриняев Ю.В., Данилов В.И. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения. - Новосибирск: Наука, 1990. - 225с.
17. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов в 2-х т./ Под ред. В.Е.Панина. - Новосибирск: Наука, 1995. - 297с. и 320с.
18. Meyer L.W., Staskewitsch E., Burbles A. Adiabatic shear failure under biaxial dynamic compression/ shear loading// Mechanics of Materials. - 1994.- 17.- P.175-193.
19. Наймарк О.Б. О термодинамике деформации и разрушение твердого тела с микротрещинами. Институт механики сплошных сред, АН СССР, Свердловск., 1982 - С.3-34.
20. Naimark, O.V. Kinetic transition in ensembles of microcracks and some nonlinear aspects of fracture. In: Proceedings IUTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluwer, The Netherlands, 1996.
21. Беляев В.В., Наймарк О.Б. Кинетические переходы в средах с микротрещинами и разрушение металлов в волнах напряжений //Журнал прикладной механики и технической физики. - 1987.-N1.-С.163-171.
22. Наймарк О.Б., М.А. Сокоиков О механизме адиабатического сдвига и высокоскоростное нагружение материалов. Математическое моделирование систем и процессов. - 1995.-N3 - С.71-76.
23. Jonas G.H. and Zukas J. A. Mechanics of penetration: analysis and experiments// Int. J. Eng. Sci. - 1978. - N11. - P. 879-900.
24. Музыченко В.П., Постнов В.И. О возможности прогнозирования сопротивляемости металлических сплавов пробивающему воздействию //Журнал прикладной механики и технической физики. -1984.-N5.-С.123-125.
25. Милейко С.Т.,Кондаков С.Ф.,Голофаст Е.Г. Об одном случае пробивания// Проблемы прочности. - 1979.-N12.-С.69-71.
26. Милейко В.П., Саркисян О.А. Феноменологическая модель пробивания// Журнал прикладной механики и технической физики. -1981.-N5.-С.140-142.
27. Hauser F.E. Techniques for Measuring Stress-Strain Relations at High Rates//Exp Mech. -1966.- V.6, N8. - P.395-402
28. Степанов Г.В. Коэффициент вязкости металлических материалов при высокоскоростном деформировании в упругопластических волнах нагрузки//Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.- Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978 - С.106-111.
29. Кондаков С.Ф., Саркисян О.А. //Проблемы прочности.- 1980.-N9.

30. Сахаров А.Д., Зайдель Р.М., Минеев В.Н., Олейник А.Г.// ДАН СССР-1965 -V.9.- N12.; Минеев В.Н., Савинов Е.Н.// ЖЭТФ - 1965 -V.9.-N12; Минеев В.Н., Зайдель Р.М.// ЖЭТФ - 1968 -V27 -N3.
31. Swegle and D.E.Grady, in Shock Waves in Condensed Matter - 1985, eds. Y.M.Gupta, Plenum, New York, 1986, p.353.
32. J.W.Swegle and D.E.Grady, J.Appl.Phys., 1985, 58, 692.

ПРОЧНОСТНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПРИПОЕВ ПОИИ48-СВИНЕЦ-ПОИИ48

Ильинский А. И., Протясенко Т. А., Терлецкий А. С.

*Национально-технический университет «Харьковский политехнический институт», г. Харьков, Украина,
zekenskaya@kpi.kharkov.ua*

Исследованы слоистые композиционные припои, состоящие из свинцовой ленты, плакированной с обеих сторон ПОИИ48. Толщина плакированных слоев варьировалась в пределах от 10 до 24 мкм при неизменной общей толщине композита 200 мкм. Режим пайки моделировали отжигом при температурах 70 и 155 °С в среде водорода. Исследование механических свойств композитов с целью оценки прочности паяного соединения в диапазоне температур от – 60 до 100 °С показало наличие твердорастворного упрочнения свинцом легкоплавкого ПОИИ48, которое возрастает с понижением температуры испытания.

Изучена применимость соотношения аддитивности для прогнозирования прочностных и релаксационных свойств композитов по данным для составляющих фольг в исходном свободном состоянии.

Показано, что наклон линейных концентрационных зависимостей прочности превышает расчетные значения, что можно объяснить отмеченным выше легированием легкоплавкого припоя. Сравнительные оценки свойств свидетельствуют в пользу того, что в результате твердорастворного упрочнения, например, временное сопротивление ПОИИ48 повышается в три раза при максимальной величине плакирующего слоя. Однако относительная глубина релаксации композита нечувствительна к упрочнению при легировании и удовлетворительно подчиняется соотношению аддитивности для этого параметра по данным для исходных фольг.

Предложены параметры уравнения, позволяющие прогнозировать кинетику релаксации напряжений в паяном композиционном припоем соединении при различных значениях начального напряжения релаксации.