

Моделирование релаксации напряжений индуцированной импульсом тока

Цхондия Г.А., РГТУ - "МАТИ"

1. Введение

Исследование процессов пластической деформации при воздействии высокоэнергетического импульсного электрического тока является одним из актуальных направлений физики конденсированного состояния.

Взаимодействие проводящей среды и электромагнитного поля, при значениях амплитуды плотности тока $j \sim 10^9 \text{ A/m}^2$ и продолжительности импульса $\tau_{имп} \sim 100 \text{ нс}$, будем называть импульсным воздействием высокоэнергетического электромагнитного поля (ВЭМП). Данное воздействие, в комбинации с деформационной обработкой металлических материалов, приводит к значительному увеличению пластических свойств последних [1].

Существует два основных способа приложения импульсного тока в процессе пластической деформации: раздельное действие ВЭМП и механической нагрузки, и совместное действие последних которое чаще всего осуществляется в условиях релаксации или ползучести.

Характеристики пластичности при раздельном действии ВЭМП и механической нагрузки в ходе одноосного растяжения оцениваются приращением $\Delta \varepsilon_p = \varepsilon_p^* - \varepsilon_p^0$, где ε_p^* - значение пластической деформации в момент разрушения при повторном

нагружении; ε_p^0 - величина предварительной пластической деформации. Исследования [2-3] показывают, что для обычных (не конструкционно-сложных) сплавов увеличение пластичности по сравнению со стандартной термической обработкой составляет 20-30%. Кроме того, электроимпульсная деформационная обработка (ЭИДО) приводит к значительному падению предела текучести (на 20-25%), при относительно небольшом упрочнении (5-7% max), оцениваемым параметром предела прочности. Следует также отметить, что упругие константы материала при действии ВЭМП меняются незначительно. Характеристикой пластичности при совместном действии в условиях релаксации служит некоторое остаточное напряжение $\Delta\sigma_{ост}$, смысл которого разъяснен ниже [4-5].

Особый интерес представляет изучение структурных изменений вызываемых действием ВЭМП [6], согласно которым концентраторами физических (температурных и электрических) полей являются микро- и мезодефекты. Причем, предполагается, что изменение пластических свойств металлов подверженных ЭИДО вызываются процессами рекристаллизации. Специфика рекристаллизации определяется: величиной диссипированной энергии, характером ее выделения на границах между зёрнами, где наблюдается наибольшее скопление дефектов, темпом ее выделения, а, также, количеством центров рекристаллизации, связанных с числом и распределением микродефектов, макрохарактеристикой которых является предварительная пластическая деформация. Наконец, интересной с точки зрения изучения структурных изменений является работа [7], где применение

электропластической прокатки (ЭПП) приводит к получению наноструктуры материалов.

Для удобства, перечислим все основные факты касательно действия ВЭМП в процессах пластической деформации: (а) увеличение пластичности на 20-30% по сравнению со стандартной ТО; (б) значительное падение предела текучести (на 20-25%), при относительно небольшом упрочнении (5-7% $\sigma_{0.2}$); (в) упругие постоянные практически не зависят от действия ВЭМП (1-3% $\sigma_{0.2}$); (г) наличие предварительной пластической деформации - существенный фактор эффективного действия ВЭМП в процессах пластической деформации; (д) импульсное действие ВЭМП приводит к значительным структурным изменениям (локальные фазовые переходы, динамическая рекристаллизация и пр.) и может быть использовано как метод получения наноструктуры материалов;

Целью данной работы является построение феноменологической модели действия высокоэнергетического импульсного тока на процесс релаксации напряжений, и численная верификация последней посредством конечно-элементного анализа.

Структура настоящей статьи следующая.

В разделе 2 обобщены ключевые результаты экспериментальных исследований влияния импульсного высокоэнергетического электромагнитного поля на процессы релаксации напряжений. Причем, основной упор делается на перечень минимума фактов, необходимого для построения феноменологической модели.

В разделе 3 предложена феноменологическая модель действия высокоэнергетического импульсного тока на процесс релаксации напряжений.

Раздел 4 содержит основные результаты конечно-элементного моделирования релаксации в условиях термического всплеска индуцированного импульсом тока.

В разделе 5 представлены основные выводы работы и рекомендации по дальнейшему изучению особенностей действия высокоэнергетического электромагнитного поля на процессы пластической деформации металлических материалов.

2. Результаты экспериментальных исследований

В данном разделе собраны основные результаты исследований релаксации напряжений индуцированной импульсным действием высокоэнергетического электромагнитного поля [1-6].

Суть экспериментов заключалась в следующем. Металлический образец сначала растягивали до значительной пластической деформации $\varepsilon_p = 10\%$, затем, при исходных растягивающих напряжениях, воздействовали импульсом тока (рис.1а). В результате, типичная осциллограмма разгрузки (на примере АМгб) принимала вид, представленный на рис.2.

Как отмечалось ранее, эффективность действия ВЭМП в условиях релаксации оценивалась некоторым остаточным напряжением $\Delta\sigma_{ост}$.

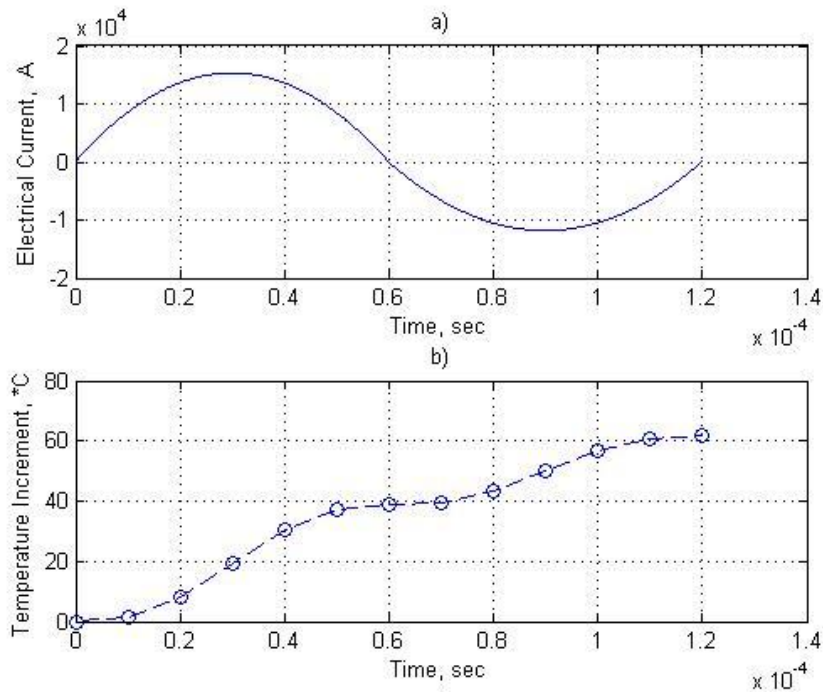


Рис.1

а) - Типичная форма электрического импульса и б) - приращение температуры вызванное данным импульсом

Всплеск температуры, вызванный действием ВЭМП, может считаться адиабатическим ввиду малости времени действия импульса $\tau_{имп} = 120 \text{ мкс}$. Причем, средняя, по образцу, температура определена как

$$\Delta T_{имп} = (c \cdot \rho \cdot A^2)^{-1} \cdot \int_0^{\tau_{имп}} \gamma \cdot j^2 \cdot d\tau, \quad (1)$$

где γ - удельное электрическое сопротивление; A - площадь поперечного сечения образца; $\tau_{имп}$ - продолжительности импульса; j - амплитуда плотности тока; c и ρ - удельная теплоёмкость и плотность материала, соответственно (рис.1б).

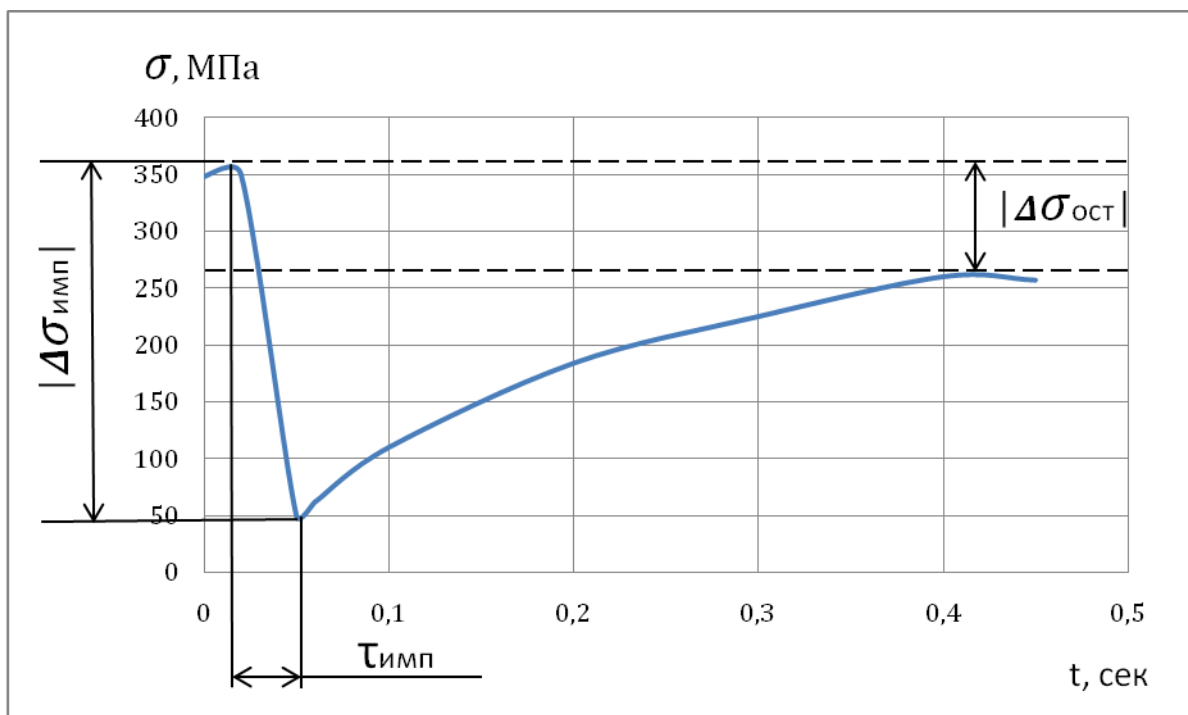


Рис.2 Типичная осциллограмма разгрузки в условиях релаксации напряжений
(на примере АМг6)

3. Построение феноменологической модели

В данном разделе ползучепластическая модель [8] модифицирована с учетом особенностей импульсного действия электрического тока. Начальным для сплошной среды считается состояние развитой пластичности, т.е. упругие деформации отсутствуют во всем объеме образца.

Определяющее уравнение (для одномерного случая) с учетом дилатометрического эффекта запишется в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_p + \varepsilon_{th}, \quad (2)$$

где ε - полная деформация; ε_p - пластическая деформация; ε_{th} - деформация теплового расширения. Для релаксации напряжений, с учетом закона Гука и уравнения Дюамеля–Неймана, выражение (2) в скоростной форме, принимает вид

$$\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{d\sigma}{dt} + \alpha \cdot \frac{dT}{dt} = 0, \quad (3)$$

где α - линейный коэффициент теплового расширения; T - температура; t - время; σ - главное (продольное) напряжение; κ - некий структурный параметр, точное выражение которого зависит от используемой модели. Причем, в общем случае, данный параметр является непрерывной функцией напряженно-деформированного состояния материала и связан с микро- или мезо-структурой, однако в данной работе κ выражается с учетом экспериментальных особенностей действия ВЭМП в условиях релаксации (рис.2), что и подразумевается под феноменологической моделью.

Запишем выражение (3) в более удобной форме, которую и будем использовать в дальнейшем в качестве определяющего уравнения

$$\dot{\sigma} = -\kappa \left(\alpha \cdot \frac{dT}{dt} \right). \quad (4)$$

Согласно экспериментальным данным [6] концентраторами температурных полей являются микро- и мезо-дефекты. Предположим, что при воздействии импульса тока на этих концентраторах (особых точках) происходит температурный всплеск согласно (1). Тогда, используя: синусоидальную аппроксимацию для $t \in [0; \tau_{umn}]$, и общее решение линейного дифференциального уравнения

теплопроводности для $t \in [\tau_{umн}; \infty)$, изменение температуры особых точек может быть записано как

$$T = \begin{cases} T_{\partial.p.} + \Delta T_{umн} \cdot \sin(A \cdot t), & t \in [0; \tau_{umн}] \\ T_{umн} \cdot \exp[-B(t - \tau_{umн})], & t \in [\tau_{umн}; \infty) \end{cases}, \quad (5)$$

где $T_{\partial.p.}$ - температура деформационного разогрева перед приложением импульса тока; $\Delta T_{umн}$ - приращение температуры (1), индуцированное импульсом тока

(рис.1); $T_{umн} = T_{\partial.p.} + \Delta T_{umн}$; $A = \frac{\pi}{2 \cdot \tau_{umн}}$; $B = \frac{\lambda}{c \cdot S \cdot \rho}$, где λ - теплопроводность;

S - характерная площадь температурного всплеска (зона вокруг дефекта, на границе которой наблюдается значительный градиент температур); c и ρ - удельная теплоёмкость и плотность материала, соответственно.

Согласно [6] теоретическое значение для величины $\Delta\sigma_{umн}$ определяется как

$$\Delta\tilde{\sigma}_{umн} = -\frac{2 \cdot m}{\sigma_T^2} \cdot j_{эф}^2 \cdot \rho \cdot \beta \cdot \tau_{umн}, \quad (6)$$

где m - коэффициент упрочнения материала при использовании модели линейного упрочнения; ρ - постоянная плотность материала; $\beta > 0$ - экспериментально определяемый коэффициент, который характеризует специфику действия ВЭМП; σ_T - начальный предел текучести; $j_{эф}$ - эффективное значение плотности тока.

Причем, под эффективным значением плотности тока подразумевается такое значение, которое приводит к появлению величины $\Delta\sigma_{ocт}$. В то время как, теоретическое значение $\Delta\sigma_{ocт}$ получено из расчета

$$\Delta\tilde{\sigma}_{ocт} \approx (0.1 \div 0.3) \cdot |\Delta\tilde{\sigma}_{umн}|. \quad (7)$$

Теперь, используя: экспериментальные данные (рис.2), уравнения (4-7), а также определение горизонтальной асимптоты, "структурный параметр" κ может быть представлен в форме

$$\kappa = \begin{cases} \frac{|\Delta\tilde{\sigma}_{umh}|}{\alpha \cdot \Delta T_{umh}}, & t \in [0; \tau_{umh}] \\ \frac{|\Delta\tilde{\sigma}_{umh}| - |\Delta\tilde{\sigma}_{ocm}|}{\alpha \cdot T_{umh}}, & t \in [\tau_{umh}; t_1] \end{cases}, \quad (8)$$

где t_1 - время, за которое образец охлаждается до температуры $T_{o.p.}$.

Стоит отметить, что, используемое в данной модели, уравнение (8) не связано с микро- или мезо-структурными параметрами в явном виде. Кроме того, в интервале $t \in [t_1; \infty)$ уравнение (8) неприменимо, однако он (временной интервал) не являлся фокусом данной работы.

4. Конечно-элементный анализ

В данном разделе моделировалось одноосное растяжение плоской пластины и последующая релаксация напряжений с учетом термодинамических особенностей действия импульса тока. Расширение определяющего уравнения (2) на двумерный случай производилось согласно обобщенному закону Гука и ассоциированному закону пластичности Ильюшина.

При помощи конечно-элементного пакета, использующего метод Ньютона-Рафсона, DEFORM-2D, была решена задача плоской деформации. Образец, шириной 4мм и длиной 50мм, и константами $\lambda = 1.45 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, $c = 750 \text{ Дж/кг}\cdot^\circ\text{C}$, $\rho = 4.44 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\gamma = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, подвергся одноосному

растяжению при комнатной температуре до появления значительных пластических деформаций $\varepsilon_p = 10\%$ в соответствии с линейным законом упрочнения упругопластической модели (рис.3).

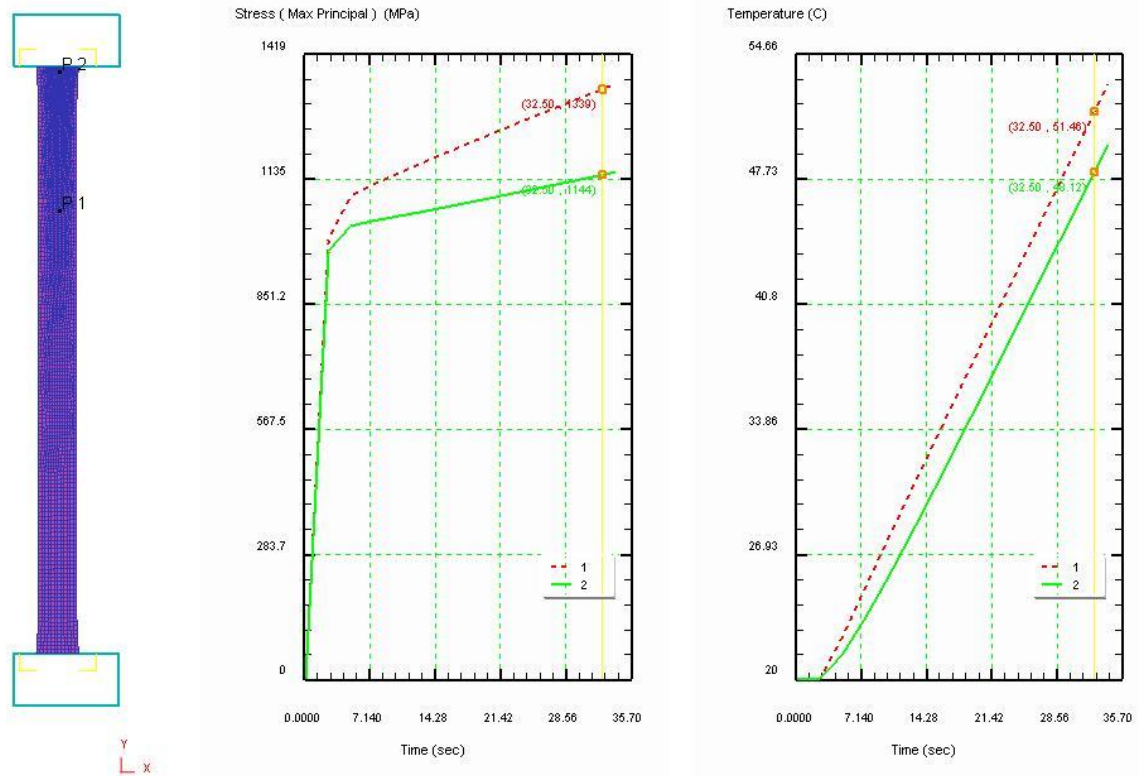


Рис.3 Главное растягивающее напряжение (по центру) и температура деформационного разогрева (справа) в точках P1(4.24; 39.10) и P2(4.23; 52.20)

Причем, начальный предел текучести $\sigma_T = 936 \text{ МПа}$, а постоянная скорость растяжения составляла $V = 10 \text{ мм/мин}$.

Затем, при исходных растягивающих напряжениях, посредством наложения связей на перемещения по краям образца, была промоделирована релаксация (рис.4), интенсифицированная термическим всплеском от импульса тока (рис.1), описываемая определяющим уравнением (4).

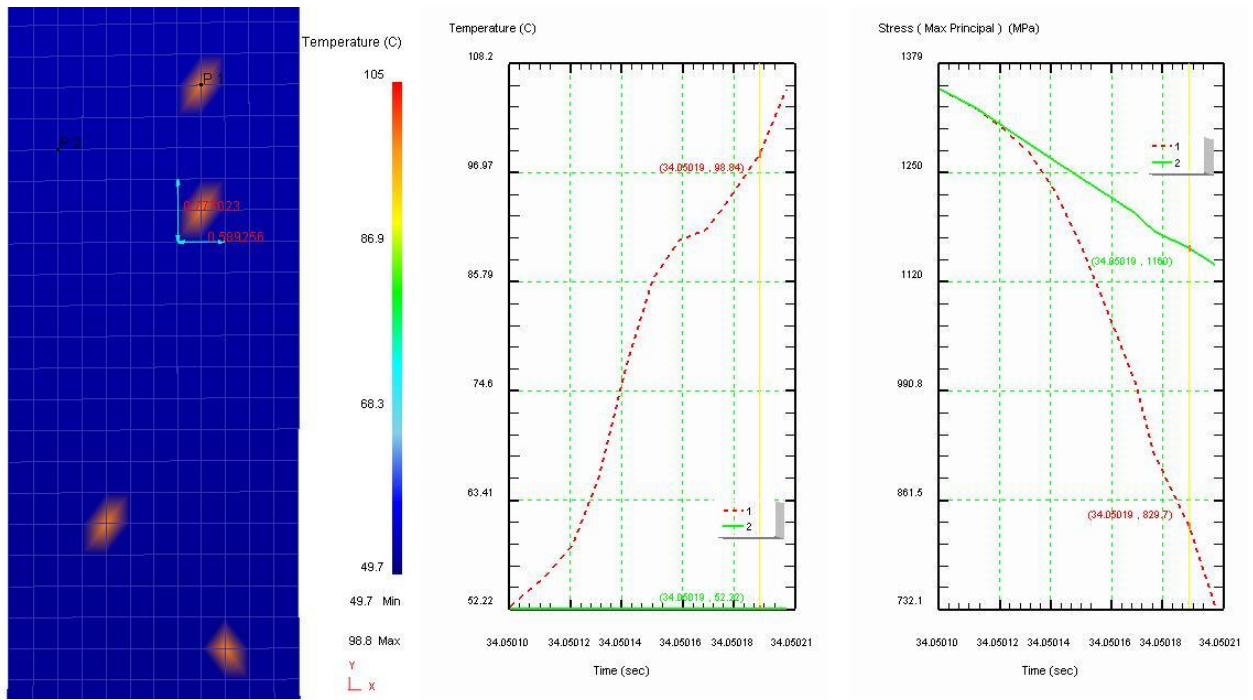


Рис.4 Поле температур (слева). Изменение температуры (по центру) и главного продольного напряжения (справа) за время $\tau_{имп} = 120\text{мкс}$ в точках P1(4.58; 7.87) и P2(2.81; 7.06)

Концентраторами "электрических" полей являлись узлы некоторых случайно выбранных элементов сетки (особые точки), где через граничные условия задавался всплеск температур за характерное время действия импульса тока $\tau_{имп} = 120\text{мкс}$. Причем, соответствующие значения температурных приращений определялись согласно уравнению (1), в то время как, $j_{эф} = 6 \cdot 10^9 \text{ A}/\text{м}^2$, $\beta = 5$, $\Delta\tilde{\sigma}_{ост} = 0.2 \cdot |\Delta\tilde{\sigma}_{имп}|$ и, как видно из рис. 4 (слева), $S = (0.6 \times 0.8) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$.

После прекращения действия теплового импульса, моделировалось остывание образца в нормальных внешних условиях. За счет диффузии в образце происходило постепенное выравнивание поля температур до исходной температуры

деформационного разогрева $T_{д.р.}$. При этом, как и ожидалось, напряжение релаксации восстановилось частично (рис.5).

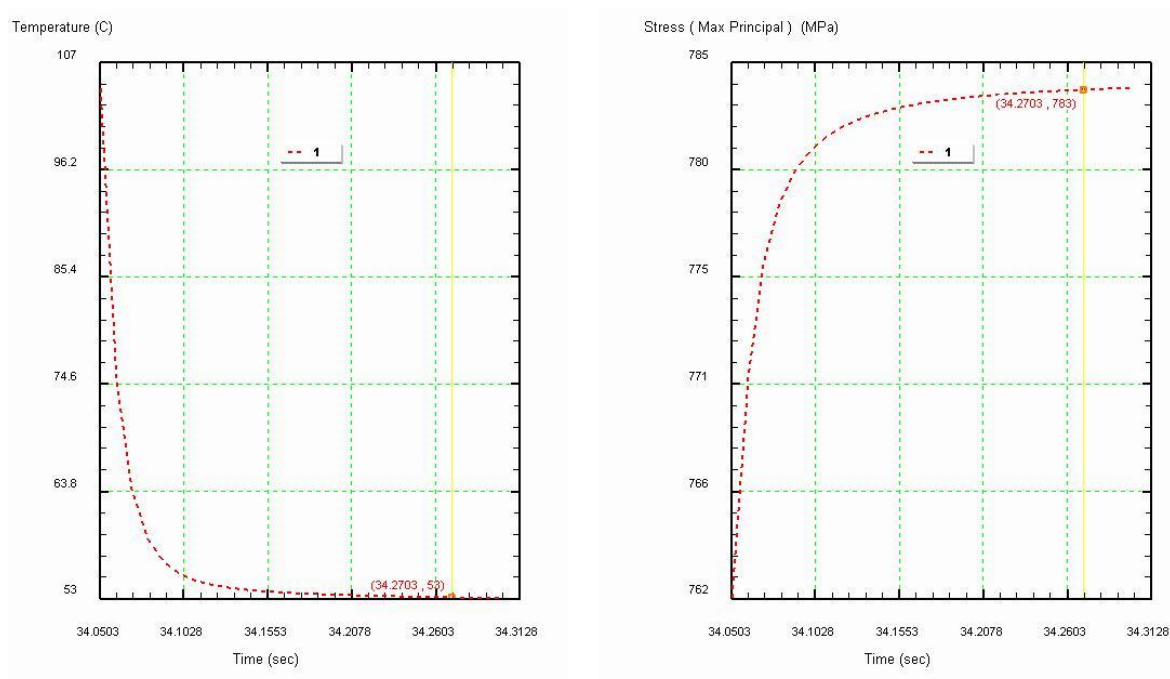


Рис.5 Изменение температуры (слева) и главного продольного напряжения (справа) в особой точке P1(4.58; 7.87)

В заключение, хотелось бы отметить, что в ходе численного расчета была проверена сходимость модели по сетке, где при произвольном разбиении образца на треугольные элементы оптимальное число последних составило 3000 элементов.

5. Выводы и рекомендации

Предложена модель действия высокоэнергетического электромагнитного поля на процесс релаксации напряжений, на основе которой произведен конечно-элементный анализ напряженного состояния плоской пластины при действии импульса тока. Результаты моделирования (рис.3-5) показали корреляцию

численного расчета с основными результатами экспериментальных исследований (рис.2).

Основанной рекомендацией и целью дальнейших исследований является моделирование процессов релаксации напряжений, в явном виде учитывающее связь микроструктуры материала с параметром k .