

ДЖ. КАПТАЙ, д-р техн. наук, Мишкольц, Венгрия,
А. А. СИМОНОВА, канд. техн. наук, Кременчуг, Украина,
Н. В. ВЕРЕЗУБ, д-р техн. наук, Харьков, Украина

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СУБМИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

Запропоновано алгоритм розрахунку для прогнозування поведінки субмікро- та нанокристалічних металів з різними розмірами зерен при дії температурного та часового факторів у процесі механічної обробки.

Предложен алгоритм расчета для прогнозирования поведения субмикрон- и нанокристаллических металлов с различными размерами зерен при воздействии температурного и временного факторов в процессе механической обработки.

DZH. KAPTAJ, A. A. SIMONOVA, N. V. VEREZUB
FORECASTING OF BEHAVIOUR SUBMICRO-AND NANOCRYSTALLINE METALS
AT MACHINING

The algorithm of calculation for predicting the behavior of submicron and nanocrystalline metals with different grain sizes under the influence of temperature and time factors in the process of machining.

В процессе механической обработки поверхностный слой детали испытывает со стороны режущего инструмента силовое и тепловое воздействие. Происходит упругопластическое деформирование поверхностного слоя и металл приобретает иные свойства, существенно отличающиеся от исходных.

Экспериментальные исследования [1-4], показали значительное влияние высокой температуры резания, возникающей во время обработки, и времени ее воздействия, на структурное и физическое состояние поверхностного слоя детали.

Сохранить высокие физико-механические свойства характерные для металлов с нано- и субмикрорекристаллической структурой можно за счет сохранения исходной структуры металла заготовки. При этом необходимо подбирать такие методы и режимы обработки, которые бы обеспечивали требуемое, с точки зрения эксплуатационных свойств детали, качество поверхностного слоя.

Наноструктурные материалы надо рассматривать как представителей широкого класса дисперсных систем. Последние в физике определяются как гетерогенные системы с развитой внутренней поверхностью разделения между фазами, т.е. состоят из нескольких фаз. По агрегатному состоянию это может быть газ, жидкость или твердое тело. Дисперсные системы разделяют на грубодисперсные и тонкодисперсные. Для первых средний характерный размер элементов структуры больше 10^{-6} м. Для тонкодисперсных систем он меньше 10^{-6} м, а для ультрадисперсных систем – меньше 10^{-7} м. Очевидно, что твердые ультрадисперсные структуры и есть наноструктурами, в которых характерные размеры структурных элементов отвечают диапазону 10^{-9} - 10^{-7} м [5].

В работах [6,7] предложена зависимость для определения размера зерна D (м) под влиянием температурного, временного факторов и исходного размера зерна

$$D = \sqrt{D_0^2 + 2 \cdot k \cdot \tau}, \quad (1)$$

где D_0 – исходный размер зерна (м); τ – время воздействия температуры (с); k – параметр интенсивности роста зерна ($\text{м}^2/\text{с}$).

Для диапазона температур до 200°C параметр интенсивности роста зерна описывается экспоненциальным уравнением [8]

$$k = \exp\left(-\frac{G_L}{RT}\right), \quad (2)$$

где G_L – энергия активации роста зерна (Дж); R – газовая постоянная (Дж/моль·К); T – температура нагрева (К);

Зависимость (2) для нано- и субмикрористаллических материалов дает неудовлетворительные результаты, так как энергия активации роста зерна в нанокристаллических материалах, как правило, выше, чем в крупнокристаллических аналогах, за счет повышенной диффузии на границах зерен и возможности их блокировки [9].

Структура границ зерен сильно отличается от структуры решетки, соответственно и границы зерен имеют совершенно другие свойства – свойства псевдоаморфной структуры [4].

В зависимости (1) необходимо уточнить параметр интенсивности роста зерна k с учетом структурных особенностей нано- и субмикрористаллических материалов.

Поиск параметра интенсивности роста зерна осуществлен для технически чистых нано- и субмикрористаллических металлов.

Рассмотрим нано- и субмикрористаллический металл как ультрадисперсную систему. Любая дисперсная система стремится к уменьшению своей поверхностной энергии, что описывается зависимостью Кельвина [10]

$$G = G^0 + 2 \cdot V_m \cdot \frac{\sigma}{R_{cp}}, \quad (3)$$

где G – средняя молярная энергия Гиббса одного зерна (Дж/моль), G^0 – молярная энергия Гиббса материала (Дж/моль), σ – энергия на межзеренных границах (Дж/м²), [11], V_m – молярный объем материала (м³/моль), R_{cp} – средний радиус зерна (м).

Из формулы (3) следует, что увеличение среднего радиуса зерна постепенно уменьшает энергию Гиббса и представляет собой движущую энергию для роста зерна.

Движущая сила процесса роста зерна может быть рассчитана при выборе произвольного направления движения роста зерна с использованием зависимости [12]

$$F_{dr} = -\frac{dG}{dR_g}, \quad [\text{Н/моль}], \quad (4)$$

где G – средняя молярная энергия Гиббса одного зерна (Дж/моль), R_g – радиус зерна (м).

Подставляя зависимость (3) в формулу (4) и преобразовывая, получаем

$$F_{dr} = \frac{2 \cdot V_m \cdot \sigma}{R_g^2}, \quad (5)$$

где V_m – молярный объем материала (м³/моль), σ – энергия на межзеренных границах (Дж/м²), [13], R_g – радиус зерна (м).

Физические величины в зависимости (5) положительны и величина движущей силы положительна, таким образом, можно сделать вывод, что движущееся зерно растет (происходит увеличение среднего радиуса зерна R_g).

Для упрощения зерно рассматривается как сфера, тогда молярная площадь поверхности зерна A_m , равна

$$A_m = \frac{A}{V} \cdot V_m = \frac{4 \cdot \pi \cdot R_g^2}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_g^3} \cdot V_m = \frac{3 \cdot V_m}{R_g}, \quad [\text{м}^2/\text{моль}], \quad (6)$$

где V_m – молярный объем материала (м³/моль), R_g – радиус зерна (м).

Разделив движущую силу роста зерна F_{dr} из зависимости (5) на молярную площадь поверхности зерна A_m , получим движущую силу единицы площади поверхности межзеренной границы $F_{dr,A}$

$$F_{dr,A} = \frac{F_{dr}}{A_m} = \frac{2 \cdot \sigma}{3 \cdot R_g}, [\text{Н/м}^2]. \quad (7)$$

Преобразуем зависимость (7). Для этого умножаем знаменатель на величину молярной площади поверхности ω ($\text{м}^2/\text{моль}$), то есть величину площади одноатомной поверхности, покрытой 1 молем атомов и делим на число Авогадро N_{Av} (1/моль) – число атомов на 1 моль. Таким образом, определим движущую силу, действующую на поверхности одного атома $F_{dr,a}$

$$F_{dr,a} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot \omega}{3 \cdot N_{Av} \cdot R_g}, [\text{Н/атом}]. \quad (8)$$

Если атомы находятся в одноатомном слое, то формула молярной площади поверхности имеет вид [14]

$$\omega = f \cdot V_m^{2/3} \cdot N_{Av}^{1/3}, \quad (9)$$

где f – безразмерный геометрический параметр (равен приблизительно 1)

Подставляем зависимость (8) в формулу (9), получаем уравнение движущей силы роста зерна, действующей на каждый атом

$$F_{dr,a} = f \cdot \frac{2 \cdot \sigma}{3 \cdot R_g} \cdot \left(\frac{V_m}{N_{Av}} \right)^{2/3}, [\text{Н/атом}]. \quad (10)$$

Движущая сила, приводящая к росту зерна, действует на каждый атом вдоль границ зерен и выталкивает атомы на поверхность в радиальном направлении. Во время этого движения зерна растут. Как следует из зависимости (10), движущая сила обратно пропорциональна размеру зерна. Движущая сила различна для разных видов материалов и зависит от энергии межзеренных границ и молярной массы.

Рассмотрим силу, тормозящую движение атомов, т.е. препятствующую росту зерна. Уравнение Стокса [15] может быть описано силой сопротивления, которая действует в обратном направлении относительно движения атомов

$$F_{drag} = -6 \cdot \pi \cdot R_a \cdot \eta^* \cdot v, \quad (11)$$

где η^* – эффективная вязкость твердого материала (Нс/м^2), R_a – радиус движущегося атома (м), v – скорость движение атома (м/с) через твердый металл.

Отрицательный знак зависимости (11) показывает, что сила сопротивления F_{drag} , действует против движущей силы $F_{dr,a}$ со скоростью движущегося атома v .

Атомные границы зерен будут двигаться со скоростью устойчивого состояния, если суммарные силы, действующие на границы, будут равны нулю, т.е. выполняется следующие условие: $F_{dr,a} + F_{drag} = 0$. (12)

Подставляя условие (12) в формулы (8 и 9), скорость можем выразить через скорость устойчивого состояния движущихся границ зерна, v_{ss}

$$v_{ss} = \frac{f}{9 \cdot \pi \cdot R_a \cdot \eta^*} \cdot \frac{\sigma}{R_g} \cdot \left(\frac{V_m}{N_{Av}} \right)^{2/3}, \text{ [м/с]}. \quad (13)$$

Зависимость (13) описывает скорость устойчивого состояния движущихся атомов и растущих границ зерна. Определение этой скорости описывается как

$$v_{ss} \equiv \frac{dR_g}{d\tau}, \quad (14)$$

где τ – время (с).

Подставим зависимость (13) в формулу (14):

$$\frac{dR_g}{dt} = \frac{k}{R_g}, \quad (15)$$

где k – интенсивность роста зерна ($\text{м}^2/\text{с}$), определяется по зависимости

$$k = \frac{f \cdot \sigma}{9 \cdot \pi \cdot R_a \cdot \eta^*} \cdot \left(\frac{V_m}{N_{Av}} \right)^{2/3}. \quad (16)$$

На основании теории дисперсных систем получены дифференциальные уравнения (15), позволяющие определить интенсивность роста зерна в зависимости от исходного размера зерна металла.

Зависимость (15) является простым дифференциальным уравнением, которое может быть проинтегрировано, если границы интегрирования находятся в следующих пределах:

1. при $t = 0$, $R_g = R_g^0$ – исходный радиус границы зерна,
2. при конечном значении t – радиус границы зерна достигает величины R_g .

Проинтегрировав уравнение (16), получим

$$R_g = R_g^0 \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot k}{(R_g^0)^2} \cdot \tau}. \quad (17)$$

Как следует из зависимости (15), рост границы зерна будет пропорционален квадрату корня времени. Поскольку эта зависимость нелинейная, то интенсивность роста зерна не может быть определена единичной величиной.

Определяем коэффициент роста зерна, CF , можно как соотношение фактического размера зерна к исходному размеру зерна

$$CF \equiv \frac{R_g}{R_g^0}. \quad (18)$$

Используя зависимость (17), определяем коэффициент роста зерна

$$CF = \sqrt{1 + \frac{2 \cdot k}{(R_g^0)^2} \cdot \tau}. \quad (19)$$

В зависимости (19) показано, что коэффициент роста зерна зависит от интенсивности роста зерна k , определенного уравнением (16).

Выразим энергию межзеренных границ через поверхностное натяжение жидких сплавов σ_{lg} [16]. Энергия межзеренных границ зависит в значительной мере от взаимной ориентации двух соседних зерен. Когда зерна образуют ядро, их взаимная ориентация совершенно случайна. В этом положении, больше чем 90% межзеренных границ будут иметь максимальную граничную энергию, что составляет приблизительно 1/3 поверхностной энергии. С другой стороны поверхностная энергия твердых сплавов на 15% выше, чем поверхностное натяжение жидких сплавов [14]. Исходя из этого

$$\sigma \cong \frac{1,15}{3} \cdot \sigma_{lg}. \quad (20)$$

Поверхностное натяжение жидких металлов может быть представлено как [14]

$$\sigma_{lg} = \frac{\Delta H_{lg} - T \cdot \Delta S_{lg}}{\omega}, \quad (21)$$

где ΔH_{lg} – поверхностная избыточная энтальпия (Дж/моль); ΔS_{lg} – поверхностная избыточная энтропия (Дж/моль·К).

Поверхностную избыточную энтальпию опишем как определенное соотношение энтальпии связи жидкости

$$\Delta H_m = -\alpha \cdot H_c, \quad (22)$$

где α – безразмерное соотношение нарушенной связи на поверхности (= 0,182 [14]); H_c – энтальпия связи жидкого металла (Дж/моль).

Энтальпия связи жидкого металла может быть получена пропорционально точке плавления металла, по меньшей мере, в группах металлов, имеющих подобные твердые и жидкие структуры

$$H_c = -q \cdot R \cdot T_m + C_p \cdot T - T_m, \quad (23)$$

где q – безразмерный, полуэмпирический параметр (= 25,4±2) [14]; R – универсальная газовая постоянная (Дж/моль·К); C_p – теплоемкость жидкого металла (Дж/моль·К).

В первом приближении принимаем поверхностную избыточную энтропию равной нулю. Таким образом, подставляя зависимости (21-23) и зависимость (9) в формулу (20), получим следующее соотношение

$$\sigma \cong \frac{1,15 \cdot \alpha}{3 \cdot f} \cdot \frac{R \cdot T_m \cdot \left[q + \frac{C_p}{R} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right]}{V_m^{2/3} \cdot N_{Av}^{1/3}}. \quad (24)$$

Зависимость (3.24) позволяет определить энергии межзеренных границ. В этом уравнении теплоемкость твердого металла выражена через C_p .

Эффективная вязкость твердого металла оценена через уравнение Стокса-Эйнштейна [12]

$$\eta^* = \frac{R \cdot T}{6 \cdot \pi \cdot R_a \cdot N_{Av} \cdot D_s}, \quad (25)$$

где D_s – коэффициент самодиффузии в твердом металле (м²/с).

Согласно [12] коэффициент самодиффузии определяется как

$$D_s \cong 10^{-4} \cdot \exp \left(- p + z \cdot \frac{T_m}{T} \right). \quad (26)$$

Параметром p , зависит от структуры кристаллической решетки ($p = 14$ (ОЦК), $p = 17$ (ГЦК и ГПУ) и $p = 21$ (для прямого проводника, такого как Ge, Si), z – валентность металла [12].

Подставим зависимости (24), (25) в формулу (13), при этом $\alpha = 0,182$, $q = 25,4$, получим

$$k \cong 0,046 \cdot \frac{T_m}{T} \cdot \left[25,4 + \frac{C_p}{R} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right] \cdot D_s. \quad (27)$$

Интенсивность роста зерна пропорциональна коэффициенту диффузии в твердом металле. Подставляем зависимость (26) в формулу (27), получим

$$k \cong 4,6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T_m}{T} \cdot \left[25,4 + \frac{C_p}{R} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right] \cdot \exp\left(-p + z \cdot \frac{T_m}{T} \right). \quad (28)$$

Разница теплоемкости между различными металлами имеет небольшое влияние на величину k , так $C_p/R = 4,5 \pm 1,5 \ll 25,4$. Определяем интенсивность роста зерна для параметра $q = 25,4$ при $T/T_m = 0,5$.

Таким образом, окончательная формула, полученная для интенсивности роста зерна, когда границы зерен проявляют свойства кристаллических твердых тел, имеет вид

$$k_c \cong 1,3 \pm 0,5 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T_m}{T} \cdot \exp\left(-p + z \cdot \frac{T_m}{T} \right). \quad (29)$$

Как видно из формулы (29), интенсивность роста зерна зависит только от безразмерной температуры (T/T_m), структуры и валентности твердого металла (p и z).

Обобщенная формула интенсивности роста зерна при проявлении границами зерен кристаллических свойств выводится как

$$k \cong A \cdot \frac{T_m}{T} \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{T_m}{T} \right), \quad (30)$$

где $A = (1,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ ($\text{м}^2/\text{с}$), $B = p + z$, z – валентность металла.

Однако полагается, что средняя упорядоченность и плотность области границы зерен подобна аморфным твердым телам, что может быть получено экстраполированием свойств жидкости. Тогда радиус атома выражается через его молярный объем, взятый в счет коэффициента упаковки кристаллической решетки $f_b = 0,45$ [17]

$$R_a = \left(\frac{3 \cdot f_b \cdot V_m}{4 \cdot \pi \cdot N_{Av}} \right)^{1/3}. \quad (31)$$

Значение динамической вязкости определяют по формуле [14]:

$$\eta^* = A \cdot \frac{M^{1/2}}{V_m^{2/3}} \cdot T^{1/2} \cdot \exp\left(B \cdot \frac{T_m}{T}\right), \quad (32)$$

где η – динамическая вязкость ($\text{м}^2/\text{с}$), M – атомная масса ($\text{кг}/\text{моль}$), T_m – температура плавления данного металла (К).

Уравнение (32) проверено на 101 измеренной точке 15-ти отобранных жидких металлах и среднее значение основного действительного полуэмпирического параметра определено как: $A = (1.80 \pm 0.39) \cdot 10^{-8}$ ($\text{Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1/3}$)^{1/2} и $B = 2.34 \pm 0.20$.

Следующее выражение получено для параметра k , с учетом аморфных свойств границ зерен металлов с нано- и субмикрорекристаллической структурой

$$k_a = (8.5 \pm 3) \cdot 10^{-9} \cdot \frac{V_m^{1/3} \cdot T_m}{M^{1/2} \cdot T^{1/2}} \cdot \exp\left[-(2.34 \pm 0.20) \cdot \frac{T_m}{T}\right], \quad (33)$$

где молярный объем выражен как [10]

$$V_m = V_m^o \cdot 1 + \beta \cdot (T - T_m) . \quad (34)$$

Формулы (30) и (33) корректны для металлов, исходный размер зерна которых находится в диапазоне 100÷500нм, при воздействии температур, которые не превышают температуру плавления исследуемого металла.

Для нахождения размера зерна, полученного в результате воздействия на нано- или субмикрорекристаллическую структуру температурного и временного факторов, предложен следующий алгоритм состоящий из следующих этапов:

1. Выбираем металл с исходным размером зерна D_0 (м), необходимыми данными для расчета является температура T (К) и время воздействия температуры τ (с).
2. Рассчитываем интенсивность роста зерна k для данного металла.
3. Рассчитываем окончательный размер зерна и D_g (м) по формуле (1).

С целью получения достоверного прогноза интенсивности роста зерна нано- и субмикрорекристаллических металлов и величины размера зерна после рекристаллизации для любых чистых металлов необходимо найти минимально две экспериментальные точки.

Рассчитываем интенсивность роста размера зерна k по формуле (30), которое учитывает кристаллическую структуру границ зерен (c - k), и по уравнению(33), которое учитывает аморфную структуру границ зерен (a - k).

Используя экспериментальные данные для субмикроструктурированного титана, полученные в работе [1]. Структура титана при температуре ниже 1155К является ГПУ, т.е. величина $p = 17$. Его валентность может быть $z = 2; 3$ или 4 , берем среднее значение $z = 3$, тогда $B = (p + z) = 20$ [16]. Точка плавления титана $T_m = 1941\text{К}$ [17]. Для чистого Ti: $M = 0,04788$ кг/моль, $V^0 = 11,6 \cdot 10^{-6}$ м³/моль [18], $\beta = 0,56 \cdot 10^{-4}$ 1/К [17].

Точки 1, 2, 3 для титана (рис.1) получены в работе [1]. Экспериментальные данные для СМК титана, т.4 (рис.1): исходный размер зерна 250нм, время 0,01с, температура 1160К, окончательный размер зерна 400нм.

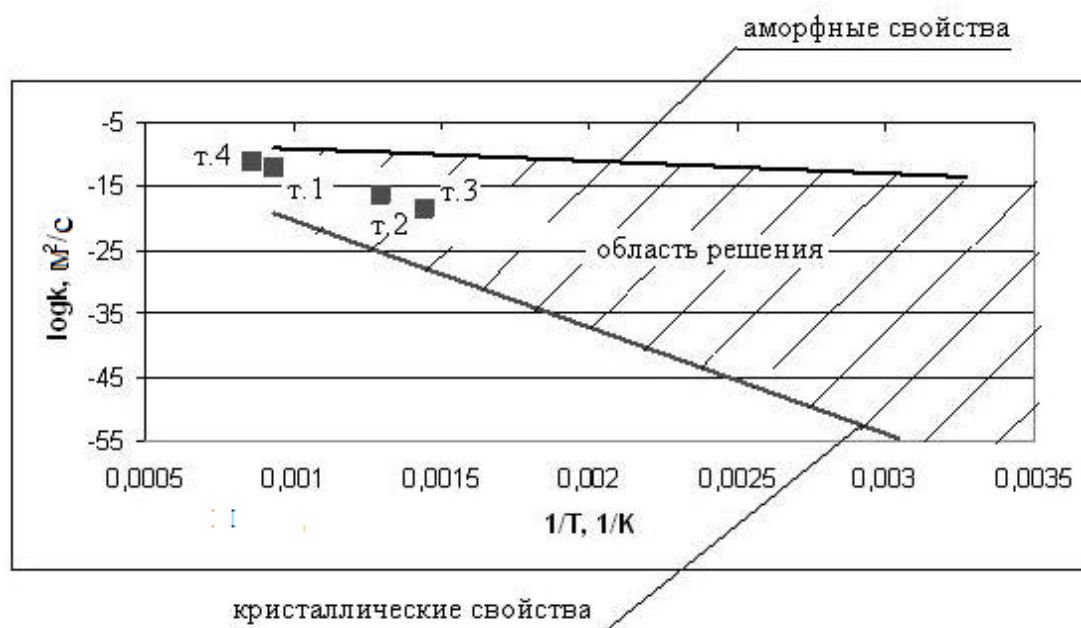


Рисунок 1 – Область решения для поиска интенсивности роста зерна для СМК титана

Экспериментальные данные для чистой меди приведены в работе [2]. Структура меди – ГЦК, т.е. величина $p = 17$. Ее валентность может быть $z = 1$ или 2 , берем среднее значение $z = 1,5$, тогда $B = (p + z) = 18,5$ [16]. Точка плавления $T_m = 1356\text{К}$ [17]. Для чистой меди: $M = 0,06355$ кг/моль, $V^0 = 7,96 \cdot 10^{-6}$ м³/моль [18], $\beta = 1,0 \cdot 10^{-4}$ 1/К [17].

Точки 2, 3, 4 для меди (рис.2) получены в работе [2]. Экспериментальные данные для СМК меди (рис.2): т.1 (исходный размер зерна 250нм, время 0,72с, температура 580К, окончательный размер зерна 1000нм), т.5 (исходный размер зерна 250нм, время 4,3с, температура 535К, окончательный размер зерна 500нм).

Значения, полученные в представленной работе, находятся на одной линии со значениями, которые получены другими исследователями, что подтверждает корректность полученных результатов.

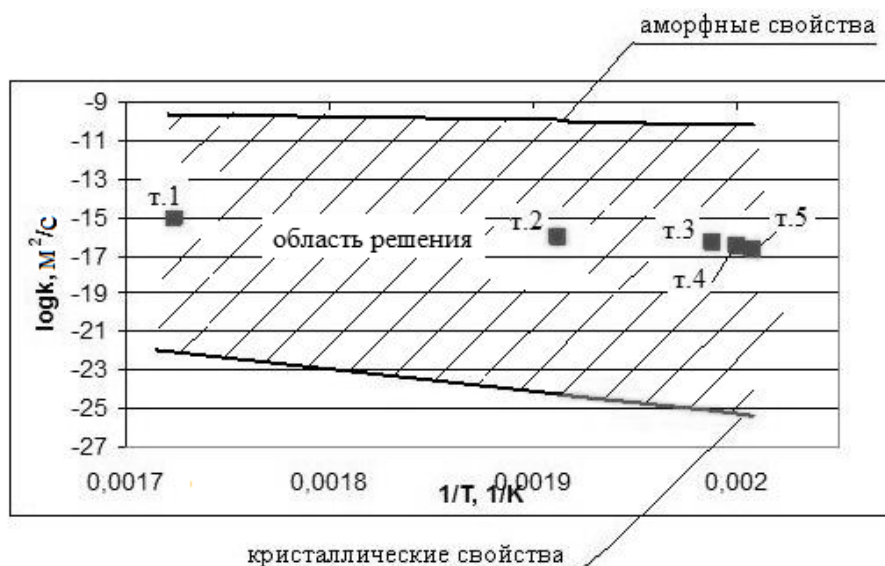


Рисунок 2 – Область решения для поиска интенсивности роста зерна для СМК меди

Заключение

На основании теории дисперсных систем и металловедения разработан алгоритм расчета, позволяющий прогнозировать интенсивность роста размера зерна под воздействием температурного, временного факторов и исходного размера зерна. В результате теоретического обоснования расчета получены аналитические зависимости интенсивности роста зерна. При расчете необходимо учитывать особенности строения границ зерен металлов с нано- и субмикроструктурной структурой, полученных методом интенсивной пластической деформации, которые проявляют как кристаллические, так и аморфные свойства твердых тел.

Список использованных источников: 1. Салищев Г.А. Влияние пластической деформации и рекристаллизационного отжига на плотность технического титана / Г.А. Салищев, С.П. Мальшева, Р.М. Галеев // ФММ. – 1996. – Т.82, №2. – С. 117-127. 2. Чувильдеев В.Н. Рекристаллизация в микрокристаллических меди и никеле, полученных методами РКУ-прессования. I. Структурные исследования. Эффект аномального роста / В.Н. Чувильдеев, В.И. Копылов, А.В. Нохрин и др. // ФММ. – 2003. – Т.96, №5. – С. 51-60. 3. Дегтярев М.В. Рост зерна при отжиге армо-железа с ультрадисперсной структурой различного типа, созданной деформацией сдвигом под давлением / М.В. Дегтярев, Л.М. Воронова, Т.И. Чащухина // ФММ. – 2005. – Т.99, №3. – С. 58 – 68. 4. Валиев Р. З. Наноструктурные материалы, полученные методом интенсивной пластической деформацией / Р. З. Валиев, И. В. Александров. - М.: Логос, 2000. - 272 с. 5. Скороход В.В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах / В.В. Скороход, І.В. Уварова, А.В. Рагуля. – К.: Академперіодика, 2001. – 180с. 6. Porter D.A. Phase transformations in metals and alloys / D.A. Porter, K.E. Easterling – Nelson: Thornes, 1992. 7. Geiger J. Simulation of Grain Coarsening in Two Dimensions by Cellular-automaton / J. Geiger, A. Roosz, P. Barkoczy // Acta Mater. – 2001. – 49. – P.623-629. 8. Greger M. Ultrafine Grained Copper by Equal Channel Angular Extrusion Processing / M. Greger, R. Kocich, B. Kuretova, M. Vlcek // Acta Metallurgica. – 2007. – 13. – P.561-569. 9. Adamson A.W. Physical Chemistry of Surfaces / A.W. Adamson. – NY.: John Wiley and Sons Inc., 1990. 10.

Millett P.C. Atomistic simulation of grain boundary energetics - effects of do pants / *P.C. Millett, R.P. Selvam, S. Bansal, A. Saxena* // *Acta mater.* – 2005. – V.53. – P. 3671-3678. **11.** *Kaptay G.* Classification and general derivation of interfacial forces, acting on phases, situated in the bulk, or at the interface of other phases / *G. Kaptay* // *J. Mater. Sci.* – 2005. – V.40. – P. 2125-2131. **12.** *Kaptay G.* Modeling Interfacial Energies in Metallic Systems / *G. Kaptay* // *Materials Science Forum.* – 2005. – V. 473-474. – P. 1-10. **13.** *Poirier D.R.* Transport Phenomena in Materials Processing / *D.R. Poirier, G.H. Geiger.* – Warrentable: TMS, 1994. – 658 p. **14.** *Glicksman M.E.* Grain boundary structure and energetic / *M.E. Glicksman, R.A. Masumura* // *Metal. Trans.A.* – 1977. – V.8A. – P. 1373-1381. **15.** *Kaptay G.* A new theoretical equation for temperature dependent self-diffusion coefficient of pure liquid metals / *G. Kaptay* // *Int J. Mater Res.* – 2008. – V.99. – P. 14-17. **16.** *Sutton A.P.* Interfaces in Crystalline Materials / *A.P. Sutton, R.W. Balluffi* – Oxford: Clarendon Press, 1995. **17.** *Iida T.* The Physical Properties of liquid Metals / *T. Iida, R.I.L. Guthrie.* – Oxford: Clarendon Press, 1993. – 288p. **18.** *Kaptay G.* A unified equation for the viscosity of liquid metals / *G. Kaptay* // *Z.Metallkd.* – 2005. – V.96. – P. 24-31.

Bibliography (transliterated): 1. Saliwev G.A. Vlijanje plasticheskoj deformacii i rekristalizacionnogo otzhiga na plotnost' tehničeskogo titana / G.A. Saliwev, S.P. Malysheva, R.M. Galeev // *FMM.* – 1996. – T.82, №2. – S. 117-127. 2. Chuvil'deev V.N. Rekristalizacija v mikrokristallicheskih medi i nikele, poluchennyh metodami RKU-pressovanija. I. Strukturnye issledovanija. Jeffekt anomal'nogo rosta / V.N. Chuvil'deev, V.I. Kopylov, A.V. Nohrin i dr. // *FMM.* – 2003. – T.96, №5. – S. 51-60. 3. Degtjarev M.V. Rost zerna pri otzhige armko-zheleza s ul'tradispersnoj strukturoj različnogo tipa, sozdannoj deformaciej sdvigom pod davleniem / M.V. Degtjarev, L.M. Voronova, T.I. Chawuhina // *FMM.* – 2005. – T.99, №3. – S. 58 – 68. 4. Valiev R. 3. Nanostrukturnye materialy, poluchennye metodom intensivnoj plasticheskoj deformaciej / R. 3. Valiev, I. V. Aleksandrov. - M.: Logos, 2000. - 272 s. 5. Skorohod V.V. Fiziko-himichna kinetika v nanostrukturnih sistemah / V.V. Skorohod, I.V. Uvarova, A.V. Ragulja. – K.: Akadempriodika, 2001. – 180s. 6. Porter D.A. Phase transformations in metals and alloys / D.A. Porter, K.E. Easterling – Nelson: Thornes, 1992. 7. Geiger J. Simulation of Grain Coarsening in Two Dimensions by Cellular-automaton / J. Geiger, A. Roos, P. Barkoczy // *Acta Mater.* – 2001. – 49. – P.623-629. 8. Greger M. Ultrafine Grained Copper by Equal Channel Angular Extrusion Processing / M. Greger, R. Kocich, B. Kuretova, M. Vlcek // *Acta Metallurgica.* – 2007. – 13. – P.561-569. 9. Adamson A.W. Physical Chemistry of Surfaces / A.W. Adamson. – NY.: John Wiley and Sons Inc., 1990. 10. Millett P.C. Atomistic simulation of grain boundary energetics - effects of do pants / P.C. Millett, R.P. Selvam, S. Bansal, A. Saxena // *Acta mater.* – 2005. – V.53. – P. 3671-3678. 11. Kaptay G. Classification and general derivation of interfacial forces, acting on phases, situated in the bulk, or at the interface of other phases / G. Kaptay // *J. Mater. Sci.* – 2005. – V.40. – P. 2125-2131. 12. Kaptay G. Modeling Interfacial Energies in Metallic Systems / G. Kaptay // *Materials Science Forum.* – 2005. – V. 473-474. – P. 1-10. 13. Poirier D.R. Transport Phenomena in Materials Processing / D.R. Poirier, G.H. Geiger. – Warrentable: TMS, 1994. – 658 p. 14. Glicksman M.E. Grain boundary structure and energetic / M.E. Glicksman, R.A. Masumura // *Metal. Trans.A.* – 1977. – V.8A. – R. 1373-1381. 15. Kaptay G. A new theoretical equation for temperature dependent self-diffusion coefficient of pure liquid metals / G. Kaptay // *Int J. Mater Res.* – 2008. – V.99. – P. 14-17. 16. Sutton A.P. Interfaces in Crystalline Materials / A.P. Sutton, R.W. Balluffi – Oxford: Clarendon Press, 1995. 17. Iida T. The Physical Properties of liquid Metals / T. Iida, R.I.L. Guthrie. – Oxford: Clarendon Press, 1993. – 288p. 18. Kaptay G. A unified equation for the viscosity of liquid metals / G. Kaptay // *Z.Metallkd.* – 2005. – V.96. – P. 24-31.