

трированными источниками энергии//Повышение качества изготовления изделий в машиностроении: Сб.–Л.: ЛГТУ, 1990.– С. 76-79.

13. Кириллов Н.Б., Кривошеков В.Л., Шленов Ю.В. Прочность поверхности при скоростной термической обработке//Радиационная повреждаемость и работоспособность конструкционных материалов.–СПб.: СПбГТУ, 1996.–С. 58-62.

14. Паршин А.М., Бардин В.А., Колосов И.Е. и др. Пути создания особо чистой аустенитной коррозионно-стойкой свариваемой стали//Вопросы атомной науки и техники: Сер. Термоядерный синтез, вып. 1-2, 1993.– С.21-28.

КАНАЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

**Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов,
А.А. Пархоменко**

Изучено развитие эффектов пластической неустойчивости на начальных стадиях деформации облученных материалов. Анализируется зависимость доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме (дислокационное «каналирование») от степени радиационного упрочнения (дозы облучения) и скорости дислокаций. Показана роль данного эффекта в радиационном охрупчивании реакторных материалов.

Исследование радиационного упрочнения и, как правило, связанного с ним охрупчивания является одним из наиболее актуальных направлений в реакторном материаловедении.

Радиационное упрочнение материалов проявляется не только в увеличении предела текучести и снижении скорости упрочнения материалов, но и в образовании на кривых растяжения «зуба текучести» и площадки текучести типа Чернова - Людерса [1]. Наличие этих эффектов, по современным представлениям, свидетельствует о пластической неустойчивости в материалах, которая может явиться причиной резкого снижения пластичности.

На рис. 1 представлены типичные кривые деформации реакторных сталей при температурах испытания ниже $0,3 T_m$ (T_m - температура плавления). Кривая 1 - исходный материал, кривая 2 соответствует более низкой дозе, чем кривая 3. Проведенный нами анализ [3] показал, что подобный тип кривых растяжения (кривая 2) наблюдается у многих материалов уже при дозах облучения $\leq 10^{-2} \dots 10^{-1}$ dpa (displacement per atom). Минимум или «площадка» на стадии ϵ_L связаны с проявлением эффектов пластической неустойчивости - дислокационным каналированием - разрушением препятствий движущимися дислокациями и локализацией скольжения в данных объемах материала при

последующем деформировании [1]. Особенно важно для последующего рассмотрения, что при $\varepsilon > \varepsilon_L$ выход материала из режима пластической неустойчивости осуществляется преимущественно за счет развития процессов поперечного скольжения винтовых дислокаций. При более высоких дозах облучения ($\geq 1 \dots 10$ дпа, кривая 3), материал уже «может не найти в себе сил» выйти из режима пластической неустойчивости и стадия, соответствующая «площадке» на кривой 2, непосредственно переходит в стадию разрушения материала.

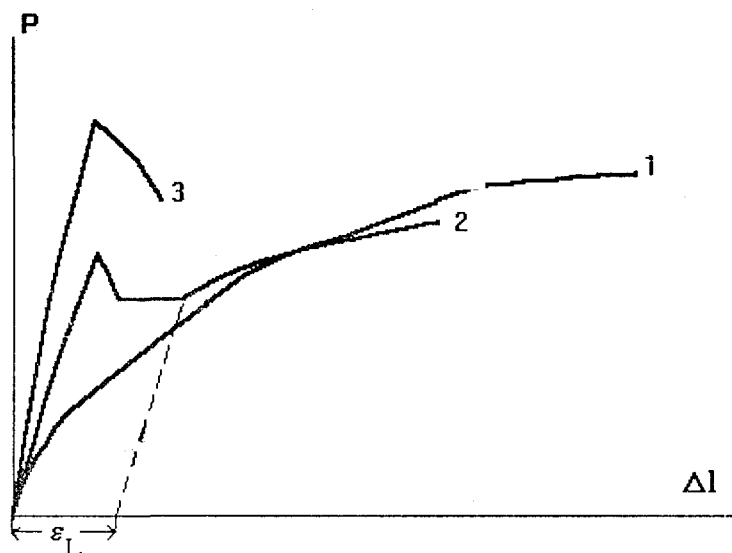


Рис. 1.

Современный подход к пластической деформации, как к коллективному дислокационному процессу, предполагает описание эффектов локализации и самоорганизации дислокаций на основе изучения эволюции дислокационных ансамблей в деформируемых материалах. В работах [4-7] детально теоретически рассмотрены процессы кинетики дислокационного ансамбля в рамках синергетического подхода, и предложены модели, позволяющие объяснить не только эволюцию локальной плотности дислокаций в необлученных кристаллах, но и образование бездефектных каналов и локализацию деформации в облученных материалах.

Существуют также модели [8], рассматривающие возникновение эффектов пластической неустойчивости и локализации пластической деформации на основе описания поведения одиночных дислокаций. Другие модели, например, см. [9], исходят из ансамбля дислокаций, который характеризуется функцией распределения дислокаций, зависящей от радиуса-вектора r и времени t .

Однако, так как пластическая деформация материала связана с подвижными дислокациями, естественно считать, что функция распределения дислокаций зависит не только от радиуса-вектора r , времени t , но и от скорости дислокации v и ее ориентации в пространстве. В данной работе рассматриваются функции распределения дислокаций, усредненные по ориентации

дислокационных линий в пространстве. При этом сами дислокации, составляющие ансамбль, могут быть рассмотрены как совокупность сегментов дислокационных линий (см. [10]).

В данной работе нами рассмотрено развитие процессов пластической неустойчивости в облученном материале с учетом зависимости функции распределения дислокаций в ансамбле по скоростям.

Формулировка модели

Предметом описания являются подвижные дислокации, которые взаимодействуют с фиксированными препятствиями различной природы, но не задерживаются (не зависят) на:

- а) междислокационном взаимодействии;
- б) механизмах выхода дислокаций из рассматриваемого режима.

А. Согласно [11], оценку вклада междислокационного взаимодействия необходимо проводить, сравнивая его с величиной внешнего прикладываемого (и действующего на дислокацию) напряжения - f_{ext} . В необлученном материале учет междислокационного взаимодействия должен проводиться начиная с конца участка деформационного наклепа (упрочнения), когда плотность дислокаций в материале $\rho(\epsilon)$ велика, расстояния между ними ($r \approx \rho^{-1/2}$) малы и силы междислокационного взаимодействия сравнимы с величиной внешнего прикладываемого напряжения.

В рассматриваемом нами случае облученного материала реализуются условия, когда величина внешнего напряжения, действующего на дислокацию, велика (практически максимально возможная), если учитывать резкое падение скорости деформационного упрочнения (см. рис. 1), а плотность дислокаций в ансамбле (начальные стадии образования локализованной деформации) еще не столь велика, чтобы выполнялось условие $f \geq f_{ext} \approx (1/2\pi) \cdot Gb^2 \cdot \rho(\epsilon)^{1/2}$, где f - сила междислокационного взаимодействия, G - модуль сдвига, b - вектор Бюргерса. Это дает нам возможность пока не учитывать междислокационное взаимодействие в формирующемся ансамбле при рассмотрении их взаимодействия с фиксированными препятствиями - радиационными дефектами - на начальных стадиях деформации.

Б. При описании процесса взаимодействия ансамбля дислокаций с препятствиями мы рассматриваем наиболее вероятный случай, когда часть дислокаций будет проходить сквозь препятствия, не меняя своего направления движения, а часть дислокаций будет рассеиваться, меняя свое направление движения, как это может, например, иметь место при движении винтовых дислокаций. Как уже говорилось выше, это соответствует случаю деформации облученного материала, когда выход из режима каналирования осуществляется за счет движения винтовых дислокаций и последующего развития процесса множественного скольжения. Данное объяснение важно для понимания физического смысла уравнения (6).

Для количественной характеристики дислокационной структуры кристалла необходимо задать функцию распределения дислокаций $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ по координатам \mathbf{r} , их скоростям \mathbf{v} и времени t так, что

$$\rho_{total} = \sum_i \int d\Omega n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (1)$$

есть полная плотность всех дислокаций с любыми ориентациями, движущихся со скоростью \mathbf{v} , $d\Omega$ - элемент телесного угла в координатном пространстве.

В случае, когда дислокации взаимодействуют с некоторыми фиксированными препятствиями, процессы развития пластической деформации будем исследовать на основе общего кинетического уравнения для $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ следующего вида:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} + a \frac{\partial n}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\hat{1}}{\tau}\right)n, \quad (2)$$

где $\left(\frac{\hat{1}}{\tau}\right)$ - оператор, соответствующий обратному времени релаксации (частоте столкновений).

Будем использовать тот факт, что в случае динамического режима деформирования величина пробега дислокаций l пропорциональна квадрату скорости дислокаций V [8]. Так как $l = \tau V$, то $l/\tau \sim l/V$ и частота столкновений уменьшается с увеличением скорости движения дислокаций. Данное соотношение, согласно [8], применимо для процессов локализации скольжения при динамическом характере пластической деформации (псевдорелятивизм, $V > 0,1 c$, где c - скорость звука). Анализ экспериментов по изучению скоростей движения дислокаций при дислокационном каналировании, наблюдаемом в облученных материалах, проведенный в [12], показал, что скорость деформации в каналах не меньше $3 \cdot 10^3 c^{-1}$ (время формирования канала не превышает $10^{-3} c^{-1}$) в противоположность средним скоростям деформации материала по рабочей части $10^{-4} \div 10^{-3} c^{-1}$. На этом основании можно считать, что скорости дислокаций в каналах являются псевдорелятивистскими и для них можно применять соответствующую зависимость $l \propto V^2$. В связи с этим в настоящей модели предлагается следующий вид интеграла столкновений.

$$\left(\frac{\hat{1}}{\tau}\right)n = \frac{|\mathbf{v}|^m}{A} \left(\frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{v}'} n(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) - n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\right), \quad (2a)$$

где $d\Omega_{\mathbf{v}'}$ - элемент телесного угла в пространстве скоростей. Структура оператора обратного времени релаксации (2a) означает, что частота столкновений с препятствиями для дислокации, движущейся со скоростью \mathbf{v} , равна $\frac{|\mathbf{v}|^m}{A}$ (в дальнейшем будем считать, что $m < -1$), где A - постоянная величина,

учитывающая наличие стопоров различной природы и концентрации. В облученном материале в качестве стопоров выступают радиационные дефекты с плотностью N , вследствие чего величина A будет пропорциональна относительному радиационному упрочнению материала $A \sim \sigma_{ir} / \sigma_{nonir}$. В [13] показано, что в облученных материалах число эффективных препятствий в плоскости скольжения дислокаций становится меньше с увеличением уровня напряжений ($\sim A$), что приведет к уменьшению частоты столкновений движущихся дислокаций с препятствиями, а следовательно, к увеличению времени релаксации дислокационной системы под действием напряжения после облучения. По аналогии с классической механикой считаем, что для упруго «рассеивающейся» дислокации в потенциальном поле рассеивателя $|r|^{-k}$ ($k > 0$) дифференциальное эффективное сечение упругого рассеяния (a , следовательно, и частота столкновений) пропорционально $|v|^{-m}$ для $m = -4/k$.

Отметим, что функция пространственно-временного распределения $f(\mathbf{r}, t)$ дислокаций может быть выражена через $n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ с помощью формулы

$$f(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{v} n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

Из кинетического уравнения (2) следует, как легко видеть, условие баланса для $f(\mathbf{r}, t)$, которое в данной модели (в отсутствие взаимодействия дислокаций друг с другом) имеет вид:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \text{div } \mathbf{v} j = 0,$$

$$\text{где } j = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{v} \mathbf{v} n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t).$$

Будем рассматривать пространственно однородный случай:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} = 0 \quad (3)$$

Последнее соотношение означает, что $\Delta = n_1 - n_2 \ll d$ (d - среднее расстояние между стопорами, α - коэффициент порядка единицы, имеющий размерность длины), то есть функция распределения ансамбля дислокаций практически не меняется на длине порядка расстояния между препятствиями. Тогда кинетическое уравнение (2) будет иметь вид:

$$\frac{\partial n(\mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{a} \frac{\partial n(\mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\hat{1}}{\tau}\right) n(\mathbf{v}, t) \quad (4)$$

К уравнению (4) добавим начальное условие:

$$n(\mathbf{v}, 0; \mathbf{v}_0) = \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0), \quad (5)$$

означающее, что в момент времени $t=0$ все дислокации имеют скорость, близкую к v_0 .

Введем параметр $\rho^*(v_0, t; m) = \rho_{act} / \rho_{tot}$, где ρ_{act} - плотность дислокаций, прошедших сквозь препятствия. Параметр $\rho^*(v_0, t; m)$ обозначает относительную долю дислокаций в ансамбле, прошедших сквозь препятствия. Из физического смысла функции распределения $n(v, t; v_0)$ как плотности вероятности дислокаций, движущихся со скоростью, можно установить интегральное уравнение вида:

$$n(v, t - t'; v_0) = \rho^*(v_0, t; m) \delta(at + v_0 - v) - \int_0^t dt' \frac{\partial}{\partial t'} \rho^*(v_0, t'; m)$$

$$\frac{1}{4\pi} \int d\Omega_w n(v, t - t'; w|at' + v_0|), \quad (6)$$

где w - единичный вектор ($|w|=1$) произвольного направления. В уравнении (6) первое слагаемое представляет собой долю дислокаций, прошедших сквозь препятствия и за время t приобретших скорость $at + v_0$. Второе слагаемое учитывает долю дислокаций, скорость которых изменилась по направлению в результате первых столкновений с препятствиями и приобрела произвольное направление w . Естественно, эти направления выбывают из плотности вероятности $n(v, t; v_0)$, о чем и говорит знак «-» перед вторым слагаемым.

Скольжение дислокаций

Подставив интегральное уравнение (6) в кинетическое уравнение (2), получим уравнение для ρ^*

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho^*(v_0, t; m) + \frac{|at + v_0|^m}{2A} \rho^*(v_0, t; m) = 0. \quad (7)$$

При этом функция ρ^* должна удовлетворять соотношениям

$$0 \leq \rho^*(v_0, t; m) \leq 1 \quad \rho^*(v_0; m) = 1$$

Будем считать, что направление начальной скорости v_0 совпадает с вектором приложенной нагрузки σ . Решение уравнения (7) имеет вид

$$\rho^*(v_0, t; m) = \exp\left(\frac{|v_0|^{m+1} - (|at + v_0|)^{m+1}}{2|a|A(m+1)}\right). \quad (8)$$

при $m \rightarrow -1$. Для $m < -1$ асимптотика решения (8) выражается формулой

$$q = \lim_{t \rightarrow \infty} \rho^*(v_0, t; m+1) = \exp\left(-\frac{|v_0|^{m+1}}{2|a|A(m+1)}\right). \quad (9)$$

Это есть доля дислокаций, имеющая начальную скорость, которые проходят сквозь препятствия. При $|v_0|$

начальную скорость, которые становятся бесконечно

малой. При $|v_0| \rightarrow \infty$ (или возрастании $|a|$) эта доля стремится к единице, то есть с увеличением скорости (энергии) дислокаций последние начинают «проскакивать» препятствия без остановок.

На рис.2 представлена зависимость доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме, от скорости дислокаций для четырех случаев: q_1 соответствует исходному материалу ($A_1=1$), q_2, q_3, q_4 - облученным материалам ($A_2=4, A_3=8, A_4=20$). По оси абсцисс отложена величина $s=v_0/c$, c - скорость звука. Согласно полученным нами, а также проанализированным данным других авторов [14], относительное увеличение напряжения течения материала в 4 - 20 раз наблюдается в большинстве модельных и реакторных материалов уже при дозах $10^{-2} \dots 10^{-1}$ фпа. Кроме того, видно, что при прочих равных условиях в облученных материалах доля дислокаций, в динамическом режиме преодолевающих препятствия (согласно [8], критерием динамического или «псевдорелятивистского» режима является достижение дислокациями скоростей $\sim 0,1$ скорости звука), становится уже существенной.

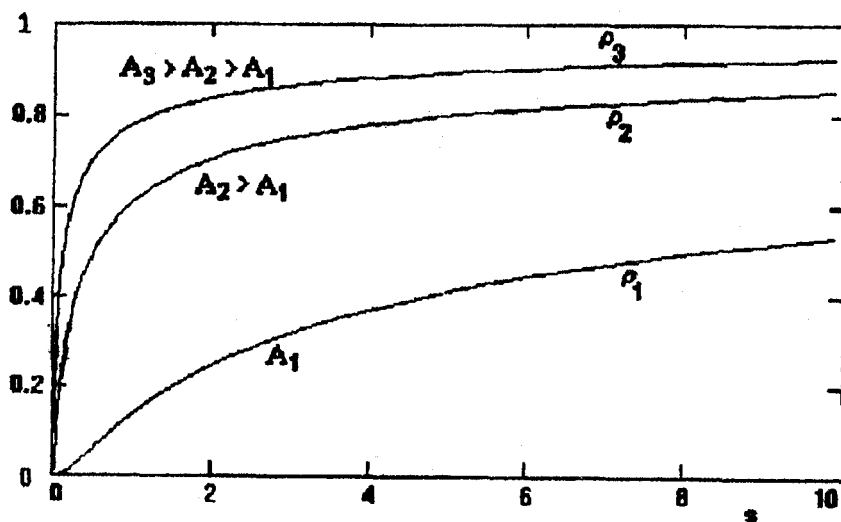


Рис.2.

Рис.2 также показывает, что в облученных материалах динамический (псевдорелятивистский) режим деформации достигается при более низких скоростях дислокаций.

Отметим еще, что кроме радиационного упрочнения вклад в эффект может вносить и уменьшение эффективной массы (единицы длины) дислокаций m^* :

$$m^* \approx \frac{db^2}{4\pi} \ln \frac{R_{cr}}{\tau_0},$$

где τ_0 - радиус ядра дислокации, R_{cr} - критический радиус дислокационной петли, d - плотность материала. Ее уменьшение может в свою очередь вносить вклад в ускорение $|a|$ и, следовательно, в увеличение доли дислокаций q . Как показали наши исследования, облучение может приводить к увеличению τ_0 из-за снижения энергии дефектов упаковки дислокаций [3].

С увеличением плотности дислокаций величина скорости v_m (максимальной скорости движения дислокаций) возрастает. Как показали исследования Попова [8], для плотностей дислокаций $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при описании эволюции дислокационных структур уже необходим учет псевдорелятивистских эффектов, то есть скорость движения дислокаций может приближаться к околосветовой ($\geq 0,1 c$). В случае, например, облученного никеля, корпусной стали, такая плотность дислокаций соответствует напряжению $\geq 100 \text{ МПа}$, а значит, подобные эффекты могут проявляться уже на начальных этапах деформации, соответствующих интервалу деформаций Чернова - Людерса. Как показали многочисленные эксперименты, высокие плотности дислокаций наблюдаются в деформационных каналах, образующихся в облученных материалах уже в районе предела текучести, что приводит к возникновению пластической неустойчивости типа Чернова - Людерса [1, 2].

Представленная в работе модель, по нашему мнению, может иметь прямое отношение, например, к проблеме хрупкости облученных материалов корпусных реакторов. Последние исследования [15] показывают, что процессы деформации и разрушения корпусных сталей сопровождаются динамическими процессами дислокационного каналирования и «разрушением» дислокациями мельчайших дефектов в виде микропор, петель и выделений в корпусных сталях. Каналы локализованной деформации, встречаясь с поверхностями раздела, могут явиться причиной резкой концентрации напряжений, пропорциональной общей величине дислокационного «заряда» и способствовать образованию микротрещин.

По современным синергетическим представлениям о пластической деформации материала как открытой, самоорганизующейся диссипативной системы, она характеризуется наличием иерархии масштабных уровней, которые можно связать с соответствующими длинами пробега дислокаций. Из выражения (2а) следует, что средняя длина свободного пробега дислокации l , определяемая как $l \sim \tau v_{dis}$ в рамках предложенной модели, может быть оценена в виде

$$l \sim v_{dis}^{|m|+1} \frac{\sigma_{ir}}{\sigma_{nonir}}, \quad \text{где } m < -1.$$

Так как облучение приводит к увеличению второго сомножителя в последней формуле, то в облученном материале длина может возрасть. Это соответствует ранее установленной закономерности [10], что в облученном деформируемом материале происходит увеличение пространственного масштаба структурных уровней, вовлекаемых в процесс пластической неустойчивости.

Рассмотрено развитие процессов пластической неустойчивости в облученном деформируемом материале с учетом зависимости функций распределения дислокаций в ансамбле по скоростям. Показано, что в этих материалах может наблюдаться эффект резкого возрастания доли дислокаций, преодол-

вающих препятствия в динамическом режиме. При этом с увеличением степени упрочнения (дозы облучения) данный эффект может достигаться при более низких скоростях деформации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. Радиационное упрочнение и охрупчивание металлов//Структура и радиационная повреждаемость конструкционных материалов. -М.: Металлургия, 1996.- 168 с.
2. Волобуев А.В., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 164, 3 1996.
3. Неклюдов И.М., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. и др. Физические явления в твердых телах.//Материалы второй научной конференции. – Харьков: ХГУ, 1995. –С. 132.
4. Малыгин Г.А.. ФТТ 33, 4, 1069 1991.
5. Малыгин Г.А.. ФТТ 33, 6, 1855 1991.
6. Малыгин Г.А.. ФТТ 34 , 11, 3605 1992.
7. Малыгин Г.А.. ФТТ 37 , 1, 3 (1995).
8. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н. и др. Математическое моделирование пластической деформации. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 1990. – 184с .
9. Ханнанов Ш.Х.. ФММ 78, 2 , 31 (1994).
10. Малыгин Г.А.–ФТТ 38, 8, 2418 (1996).
11. Рыбин В.В.. Большие пластические деформации и разрушение металлов. –М.: Металлургия, 1986.–268 с.
12. Wechsler M.S. Proc. Conf. on Fundamental Aspects Radiation Damage Metals. Gatlinburg. Tenn. 2 , 991 (1976).
13. Wolfer W.G. and Boltax A. Proc. Int. Conf. on Irradiation Embrittlement and Creep in Fuel Cladding and Core Component. London. 31, 1973.
14. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Ожигов Л.С. и др. Некоторые проблемы физики радиационных повреждений материалов.–Киев: Наук. Думка, 1979.–330 с.
15. Grobe M., Bohmert J. and Viehrig H.W. Nucl J.Mat. 211, 177 (1994).
16. Неклюдов И.М., Ожигов Л.С., Пархоменко А.А. Физика прочности и пластичности металлов и сплавов//Труды 13-й международной конференции. – Самара: Изд-во Самарского политехн. ин-та, 1992. – С. 29.

ИЗУЧЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ БЕРИЛЛИЯ

П.И. Стоев

Изучено влияние ТЦО на акустические спектры и механические свойства двух партий бериллия с различным уровнем механических свойств, полученных из одного и того же порошка при разных параметрах горячего прессования.

Показано, что термоциклическая обработка бериллия приводит к исчезновению первого пика на зависимости $N(\sigma)$ и существенному уменьше-