

P15-2002-231

В. Ф. Реутов

**О ВКЛАДЕ НАНОКЛАСТЕРОВ/ПЕТЕЛЬ  
В РАДИАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ**

Направлено в журнал «Физика металлов и металловедение»

## Введение

Радиационное упрочнение металлов - это первый радиационный эффект, обнаруженный более 50 лет назад на первом ядерном реакторе. С первой работы по изучению радиационного упрочнения [1] опубликовано значительное количество работ, направленных на решение этой проблемы. Однако до сих пор однозначно не установлен механизм радиационного упрочнения. В попытках объяснить экспериментально наблюдаемые факты предложены две модели радиационного упрочнения.

Наиболее популярной является т.н. модель «дисперсного барьерного упрочнения», которая базируется на фактах взаимосвязи между наблюдаемыми в ПЭМ скоплениями радиационных дефектов в виде кластеров и дислокационных петель и пределом текучести металлов, облученных при различных условиях нейтронами деления и другими частицами.

В основу данной модели положена гипотеза торможения подвижных дислокаций на препятствиях в виде скоплений дефектов со средним размером «d», равномерно распределенных в объеме материала со средним расстоянием между ними, равным «L». В этом случае изменение параметра упрочнения, например величины скальвающего напряжения  $\tau$ , описывается простым выражением

$$\tau = Gb\alpha/L = Gb\alpha(\rho d)^{1/2}, \quad (1)$$

где G - модуль сдвига,  $\rho$  - объемная плотность скоплений дефектов,  $\alpha$  - параметр взаимодействия между скользящей дислокацией и дефектами, определяющий т.н. «прочность» барьеров (скоплений радиационных дефектов в виде кластеров/дислокационных петель), через которые движется дислокация, b - вектор Бюргерса.

Вторая модель, т.н. модель «источникового упрочнения», является альтернативой первой, поскольку рассматривает условия затруднения генерации дислокаций из т.н. источников Франка-Рида, а не их движение и торможение на препятствиях.

Поскольку в предлагаемых моделях вклады предсказываемых ими эффектов близки между собой, то определить точно вклад каждой модели в общее упрочнение данного твердого тела нелегко.

В этой связи, на наш взгляд, необходимо найти такие экспериментальные факты, которые бы напрямую свидетельствовали, например, об отсутствии вклада в радиационное упрочнение наблюдаемых в ПЭМ скоплений радиационных дефектов.

В этом плане, представляется интересным использовать возможность изменять плотность нанокластеров/петель не только за счет дозы облучения, но и за счет изменения энергетического спектра первично-выбитых атомов (ПВА), варьируя массой и энергией бомбардирующих частиц. При этом, что очень важно, возможно сохранять как морфологию нанокластеров/петель, так и их размерное распределение в теле зерна, поскольку высокоэнергетические ПВА (> 5 кэВ) способны атермически формировать в облучаемом объекте скопления вакансий в каскадах и субкаскадах атом-атомных столкновений. Более того, эффективность подобной каскадной повреждаемости можно увеличить за счет стабилизации каскадов, например, примесными атомами гелия.

В настоящей работе в качестве бомбардирующих частиц, формирующих различный спектр ПВА в облучаемом металле, использовались нейтроны деления, протоны и  $\alpha$ -частицы с начальной энергией 30 и 50 МэВ, соответственно, а также его легирование атомами гелия при облучении  $\alpha$ -частицами с различной начальной энергией. ПЭМ-изучение структурных изменений в данных образцах и их корреляция с изменением микротвердости позволило заключить, что скопления радиационных дефектов в виде нанокластеров/петель не являются определяющей причиной их радиационного упрочнения.

### **Методика эксперимента**

В качестве объекта для исследований использовался молибден (99,97%) в виде фольг толщиной 0,12 мм и пластин толщиной 2 мм, отожженных перед облучением в вакууме  $10^{-3}$  Па при  $1100^{\circ}\text{C}$  в течение 2-х часов. Толщина

образцов выбиралась из условия проведения на одном образце измерений микротвердости и изучения микроструктуры с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ).

Облучение нейтронами проводилось на реакторе ВВР-К при  $70^{\circ}\text{C}$  в интервале флюенсов от  $10^{20}$  до  $10^{24}$  м<sup>-2</sup>, а облучение «на прострел»  $\alpha$ -частицами и протонами с начальными энергиями 50 и 30 МэВ, соответственно, проводилось на циклотроне при температуре около  $50^{\circ}\text{C}$  в интервале флюенсов  $10^{19}$ - $1,5 \times 10^{22}$  м<sup>-2</sup>.

С целью изучения изменения микротвердости вдоль пути пробега заряженных частиц использовались пластины Мо толщиной 2 мм, облученные протонами обычным (традиционным) способом, а  $\alpha$ -частицами - через изогнутый поглощающий фильтр по методике [2].

Равномерное по объему образца легирование атомами гелия концентрацией от  $5 \times 10^{-5}$  до 0,1 ат.% осуществлялось при температуре не более  $100^{\circ}\text{C}$  по методике [3] с использованием  $\alpha$ -частиц с начальными энергиями 3, 15 и 29 МэВ.

В случае облучения Мо нейтронами скорость создания дефектов составляла  $1,9 \times 10^{-8}$  сна/с (число смещений на атом/с), при облучении протонами и  $\alpha$ -частицами  $1,4 \times 10^{-8}$  и  $8 \times 10^{-8}$  сна/с, соответственно. При равномерном легировании образцов гелием скорость создания дефектов составляла  $1 \times 10^{-8}$  сна/с, а скорость накопления гелия -  $3,6 \times 10^{-8}$  ат.%He/с.

Расчеты энергетических спектров ПВА и уровня повреждения во всех случаях облучения проводились с использованием программы DAMAGE [4].

На рис.1 приведен пример сравнительного числа атомных смещений в молибдене от ПВА с энергией выше заданной при облучении нейтронами деления и  $\alpha$ -частицами с энергией 50 МэВ. Видно, что для «мягкого» спектра ПВА при облучении нейтронами деления, число ПВА в области малых энергий значительно больше, чем при облучении высокоэнергетичными  $\alpha$ -частицами, формирующими «жесткий» спектр ПВА.

Измерение микротвердости проводилось на приборе ПМТ-3 с относительной ошибкой  $\pm 3\%$ .

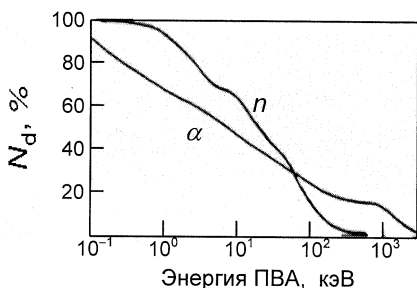


Рис.1. Относительное число смещений, создаваемых ПВА с энергией выше заданной, в Мо при облучении нейтронами деления и  $\alpha$ -частицами с энергией 29 МэВ

Электронно-микроскопические исследования осуществлялись в режимах «темного поля» и «слабых пучков», что обеспечило возможность наблюдения скоплений радиационных дефектов размерами от 1 нм. Идентификация типа наноразмерных скоплений радиационных дефектов проводилась методом Д2-1/2 [5].

### Результаты

На рис.2 приведены результаты измерений прироста микротвердости  $M_0$  в зависимости от уровня повреждения (сна) после облучения нейтронами, протонами и  $\alpha$ -частицами. Прежде всего, следует отметить следующие характерные особенности. Во-первых, при одном уровне повреждения величина прироста микротвердости увеличиваются по мере уменьшения жесткости энергетического спектра ПВА.

Инкубационный период, наоборот, увеличивается с увеличением «жесткости» спектра ПВА. Наибольший инкубационный период упрочнения имеет место в случае облучения высокоэнергетичными  $\alpha$ -частицами ( $5 \times 10^{-5}$  сна), формирующими наиболее «жесткий» спектр ПВА.

Инкубационный период для образцов, облученных нейтронами, формирующий «мягкий» спектр ПВА, или не существует или на 2-3 порядка меньше, чем в случае облучения заряженными частицами.

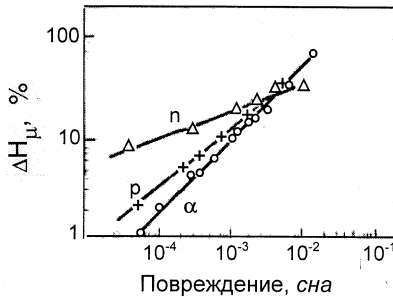


Рис.2. Изменение прироста микротвердости  $M_0$  от уровня повреждения при облучении нейтронами деления,  $\alpha$ -частицами (50 МэВ), протонами (30 МэВ)

Во-вторых, при уровне повреждения  $5 \times 10^{-2}$  сна величина прироста микротвердости одинакова для всех видов облучения. В-третьих, характер изменения прироста микротвердости ( $\Delta H_{\mu}$ ) от уровня повреждения ( $N_d$ , сна) независимо от типа бомбардирующих частиц может быть описан зависимостью вида

$$\Delta H_{\mu} = (N_d)^n. \quad (2)$$

Показатель степени  $n = 0,3$  для случая облучения нейтронами, при облучении протонами и  $\alpha$ -частицами  $n \cong 0,5$ .

На рис.3 приведены изменения плотности наблюдаемых в ПЭМ скоплений радиационных дефектов в зависимости от уровня повреждения  $\alpha$ -частицами и протонами. Отметим, что средний размер скоплений дефектов составляет 1,6 нм и не зависит от уровня повреждения. Из рис.3 следует отметить три особенности: во-первых, при одном уровне повреждения плотность дефектов больше в образце, облученном  $\alpha$ -частицами, в то время как прирост величины упрочения меньше, чем при облучении протонами (см. рис.2). Во-вторых, порог видимости скоплений радиационных дефектов при

облучении заряженными частицами составляет около  $5 \times 10^{-4}$  сна. Это на порядок величины больше, чем порог уровня повреждения для фиксирования прироста микротвердости, т.е. дефекты видны в ПЭМ позже, чем наблюдается упрочнение. В-третьих, нет пересечения кривых изменения плотности скоплений дефектов от уровня повреждения по крайней мере до  $2 \times 10^{-2}$  сна.

Идентификация типа дефектов показала, что доля вакансионных и междоузельных скоплений дефектов в случае облучения заряженными частицами одинакова. При нейтронном облучении доля междоузельных скоплений несколько превышает долю вакансионных скоплений.

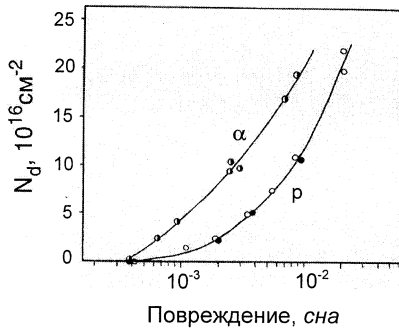


Рис.3. Изменение плотности дефектных кластеров в Мо от уровня повреждения при облучении α-частицами (50 МэВ) и протонами (30 МэВ)

В работе [6] предлагается следующая связь между приростом микротвердости ( $\Delta H_u$ ), плотностью ( $\rho$ ) и диаметром ( $d$ ) скоплений радиационных дефектов:

$$\Delta H_u = 6Gb\alpha(\rho d)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $G$  - модуль сдвига (для Мо  $G = 1,19 \times 10^{12}$  ГПа,  $b$  - вектор Бюргерса ( $b = 0,275 \text{ нм}$ )).

Из формулы (3) следует линейная связь между  $\Delta H_u$  и  $(\rho d)^{1/2}$ , и, естественно, одинаковый прирост  $\Delta H_u$  при одних и тех же значениях  $(\rho d)^{1/2}$  независимо от типа бомбардирующих частиц и, тем более, при одной морфологии и подобии распределения дефектов по размерам.

ПЭМ-исследование настоящих образцов показало наличие в них скоплений радиационных дефектов с практически подобным распределением их по размеру и изменяющейся плотностью, в зависимости как от типа частиц, так и от их флюенса. Рис.4 иллюстрирует указанную в формуле (3) взаимосвязь для каждого вида бомбардирующих частиц. Однако при одном и том же значении величины  $(\rho d)^{1/2}$  прирост микротвердости различен. Так максимальный прирост микротвердости имеет место при облучении нейтронами, минимальный – в случае облучения высокоэнергетичными  $\alpha$ -частицами.

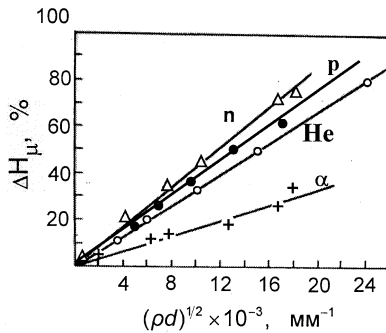


Рис.4. Зависимость прироста микротвердости ( $H_{\mu}$ ) от параметра  $(\rho d)^{1/2}$  видимых в ПЭМ кластеров/петель при облучении Мо нейтронами деления, протонами (30 МэВ),  $\alpha$ -частицами (50 МэВ) и легирования гелием (He)

Наблюдаемый характер взаимосвязи между  $(\Delta H_{\mu})$  и  $(\rho d)^{1/2}$  дает основание полагать, что образованные в результате облучения Мо различными бомбардирующими частицами скопления радиационных дефектов должны обладать различной величиной параметра ( $\alpha$ ). Определенная из экспериментальных данных величина ( $\alpha$ ) составляет 0,23, 0,17, 0,2 и 0,08 соответственно для случаев облучения Мо нейтронами деления, легирования гелием, облучения «на прострел» высокоэнергетичными протонами и  $\alpha$ -частицами.

В экспериментах на образцах Мо, легированных гелием при облучении  $\alpha$ -частицами с энергиями 3, 15 и 29 МэВ, было установлено, что характер изменения прироста микротвердости от концентрации гелия в интервале



$5 \times 10^{-5}$ -0,1 ат.% также зависит от энергетических условий радиационного повреждения, т.е. от спектра ПВА (рис.5). Как видно из рис.5, при одной и той же концентрации гелия наибольший прирост микротвердости имеет место при наименьшей величине энергии  $\alpha$ -частиц, т.е. при наиболее «мягком» энергетическом спектре ПВА. При этом инкубационный период в изменении радиационного упрочнения в зависимости от концентрации гелия отмечается только в случае легирования образцов Мо высокоэнергетичными  $\alpha$ -частицами. Кроме того, в области концентрации гелия около 0,01ат% прирост упрочнения одинаков для всех энергий  $\alpha$ -частиц.

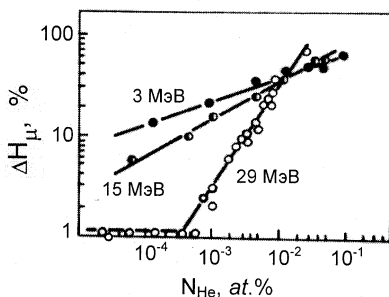


Рис.5. Изменение прироста микротвердости Мо от концентрации гелия после облучения  $\alpha$ -частицами различной энергии

Характер изменения прироста микротвердости ( $\Delta H_{\mu}$ ) от концентрации гелия ( $N_{He}$ ) описывается зависимостью  $\Delta H_{\mu} = (N_{He})^m$ . При этом показатель степени  $m=1$  для случая легирования  $\alpha$ -частицами с  $E_{\alpha}=29$  МэВ,  $m=0,25$  для  $E_{\alpha}=3$  МэВ и  $m=0,5$  для  $E_{\alpha}=15$  МэВ.

На рис.6 приведены графики изменения микротвердости Мо по длине пробега протонов с начальной энергией 30 МэВ в зависимости от их флюенса. Прежде всего, следует отметить, что при флюенсах протонов  $5 \times 10^{19}$  и  $10^{20} \text{ м}^{-2}$  радиационное упрочнение наблюдается только в зоне их полного торможения (в т.н. зоне страгглинга протонов). С увеличением флюенса частиц ( $5 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ ) упрочнение имеет место на всем пути пробега протонов. Однако величина его изменяется немонотонным образом. В начальной области пробега протонов

отмечается радиационное упрочнение, величина которого не зависит от их энергии и возрастает с дозой облучения. Затем, по мере дальнейшей потери энергии частиц в образце, имеет место уменьшение величины упрочнения. Этот эффект является неожиданным, поскольку степень радиационного повреждения (сна) в этой области пробега протонов, наоборот, увеличивается. Кроме того, как видно из рис.7 в данной области наблюдаются скопления радиационных дефектов высокой плотности.

Размер области образца, подвергнутой действию данного эффекта, зависит от флюенса протонов, уменьшаясь с его увеличением. При этом заметим, что уменьшение размера области понижения величины прироста микротвердости происходит со стороны высоких энергий бомбардирующих протонов.

Аналогичный эффект «разупрочнения» наблюдается и в случае облучения Мо высокоэнергетичными  $\alpha$ -частицами в области их энергий около 5-6 МэВ (рис.8). Однако в отличие от протонов, размер зоны «разупрочнения» с дозой облучения не изменяется. Следует особо отметить, что при флюенсе  $3,8 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$  имеет место даже «размягчение», т.е. понижение величины микротвердости ниже уровня ее величины для необлученного (исходного) молибдена. При этом, как показали ПЭМ-исследования, последнее имеет место при наличии в данной области образца высокой плотности скоплений радиационных дефектов (рис.9). Т.е. никакого аномального поведения в структуре скоплений радиационных дефектов, наблюдаемых в ПЭМ и зафиксированных рентгенографически, в области энергий  $\alpha$ -частиц около 5–6 МэВ не наблюдается.

Таким образом, как и в случае облучения Мо протонами, когда вблизи зоны страгглига наблюдается эффект «разупрочнения», изменение количественных параметров кластер/дислокационная петля вдоль пробега  $\alpha$ -частиц не коррелирует с характером изменения радиационного упрочнения в области зоны страгглинга  $\alpha$ -частиц, в частности, в участках «разупрочнения» и «размягчения» образца Мо.

ПЭМ-исследования облученных образцов позволили наблюдать и другие особенности структурных изменений, относящиеся к вопросу установления роли скоплений радиационных дефектов в радиационном упрочнении.

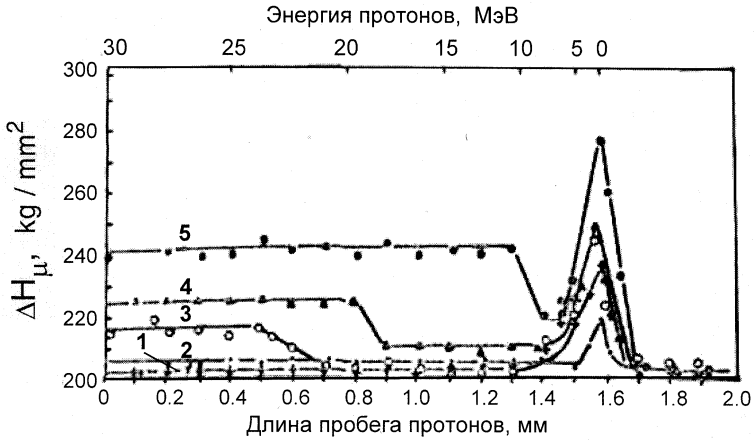


Рис.6. Изменение прироста микротвердости Мо вдоль пробега протонов с энергией 30 МэВ при флюенсах: 1-  $5 \times 10^{19}$ , 2-  $1 \times 10^{20}$ , 3-  $5 \times 10^{20}$ , 4-  $1 \times 10^{20}$ , 5-  $1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$

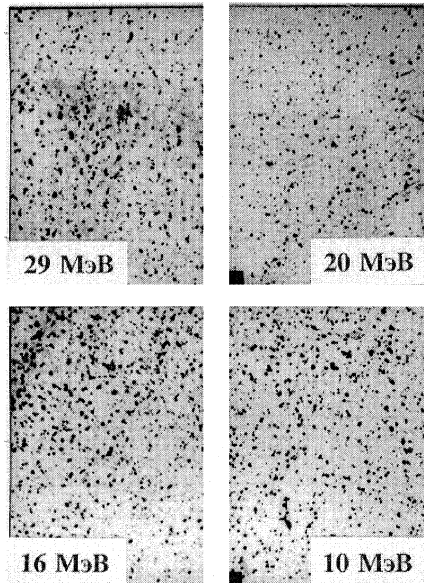


Рис.7. ПЭМ-изображения нанокластероа/петель в Мо из участков образца вдоль пробега протонов (флюенс-  $5 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ )

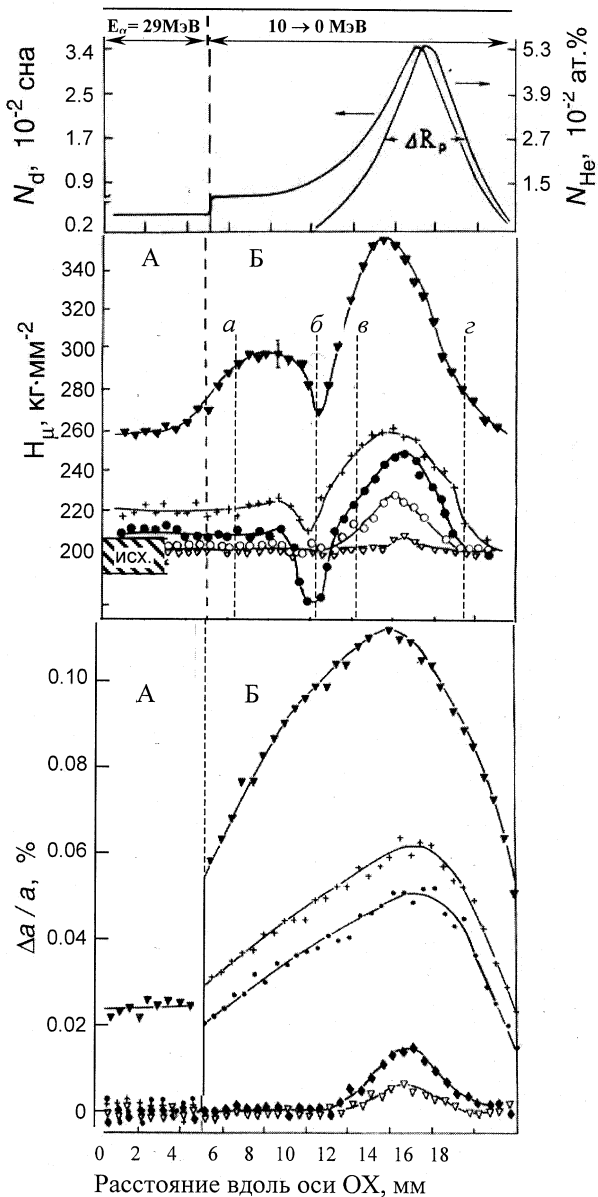


Рис.8. Расчетный профиль концентрации дефектов ( $N_d$ ), изменения микротвердости ( $H_u$ ) и параметра решетки ( $\Delta a/a$ ) вдоль энергетического профиля  $\alpha$ -частиц с энергией 29 МэВ, сформированного на бомбардируемой поверхности образца Мо по методу [2]:

$\Delta$  -  $3.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$ ,  $\blacklozenge$  -  $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ ,  $\bullet$  -  $3.8 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ ,  $+$  -  $6.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ ,  $\blacktriangledown$  -  $3.7 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$

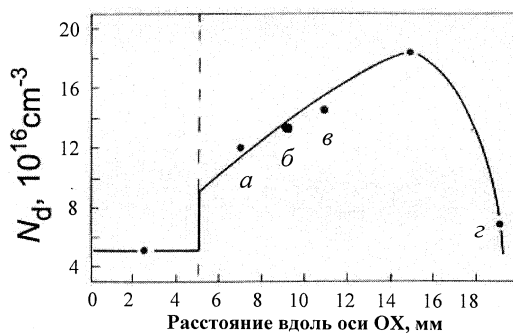
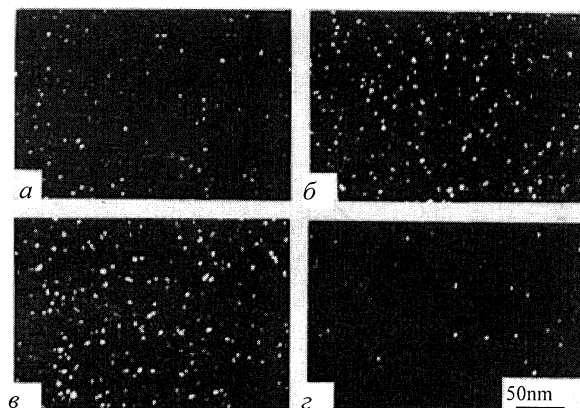


Рис.9. ПЭМ-изображения нанокластеров/петель в Мо из участков а, б, в и г (см. рис.8) и изменение их плотности ( $N_d$ ) вдоль оси OX ( $3.8 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ )

Во-первых, инициирование действия источников Франка-Рида в ПЭМ-объекте непосредственно в колонне электронного микроскопа позволило наблюдать процесс движения генерируемых источником Ф-Р дислокаций через поле скоплений радиационных дефектов. В результате этого образовывались т.н. «свободные каналы» (“cleared channels”). В этих каналах практически все радиационно-индуцированные дефектные кластеры уничтожались (рис.10). Характерно, что при этом не наблюдалось эффекта «сметания» кластеров, т.е. формирования на переднем фронте движущейся дислокации их повышенной плотности, а сами дислокации исчезали из ПЭМ-объекта.

Заметим, что в процесс «in-situ» наблюдения в ПЭМ процесса движения дислокации через скопления кластеров не отмечались факты их перемещения с движущейся дислокацией. По-видимому, происходила абсорбция кластеров/петель на движущуюся дислокацию. Одним из возможных механизмов абсорбции кластеров/петель на движущуюся дислокацию может быть их разрушение под влиянием большого гидростатического напряжения в области дислокации. Испущенные из разрушающихся кластеров междоузельные атом или вакансии абсорбируются на ядро скользящей дислокации. В результате этого она приобретает дополнительную возможность неконсервативного движения и выхода за пределы ПЭМ-объекта. Именно поэтому на рис.10 в дислокационных каналах не видны дислокации.

Таким образом, малые кластеры не проявляют себя как «жесткие» не разрушающиеся препятствия и не похоже, чтобы они были сильной помехой для движения скользящих дислокаций, как это предполагается по модели «дисперсного барьерного упрочнения».

Во-вторых, в дифракционных условиях ПЭМ-изображения скоплений радиационных дефектов не наблюдались скопления дислокаций, характерных для исходной (необлученной) дислокационной структуры образцов. По-видимому, генерируемые в процессе облучения подвижные точечные дефекты абсорбируются на дислокациях и способствуют их уничтожению. Отметим, что

понижение плотности дислокаций до соответствующего низкого уровня в материале также может быть причиной увеличения его характеристик прочности.

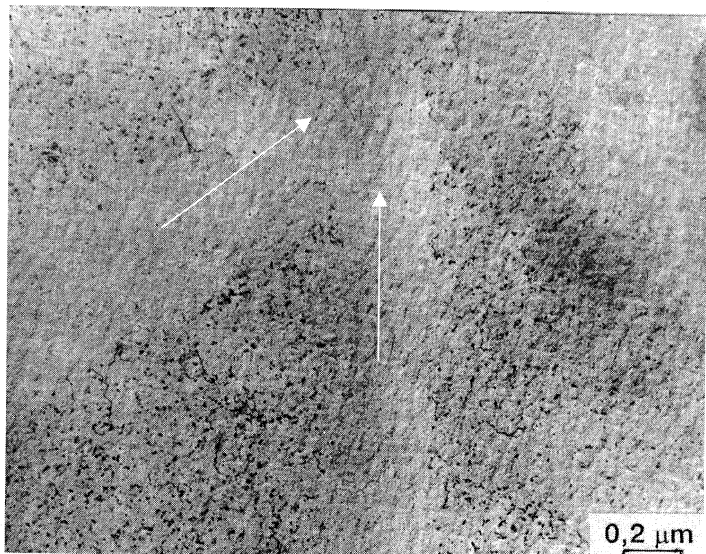


Рис.10. Свободные от нанокластеров/петель каналы в плоскостях скольжения дислокаций в ПЭМ-образце Мо, облученного нейтронами

Наглядным примером преимущественного взаимодействия дислокаций с радиационными дефектами до образования из них скоплений в виде кластеров/дислокационных петель являются эксперименты по «in-situ» облучению Мо электронами с энергией 1 МэВ в колонне высоковольтного электронного микроскопа (ВВЭМ). Как видно из серии характерных последовательных ПЭМ-снимков (рис.11), на начальных стадиях облучения электронами имеет место изменение только формы линии дислокации (формирование геликоида) без видимых скоплений радиационных дефектов в теле зерна. Только после продолжительного облучения наблюдается зарождение и рост скоплений радиационных дефектов в теле зерна. Это объясняет наблюдаемый в настоящих экспериментах факт различия в

инкубационных периодах начала упрочнения и ПЭМ-фиксации скоплений радиационных дефектов в образцах, облученных заряженными частицами.

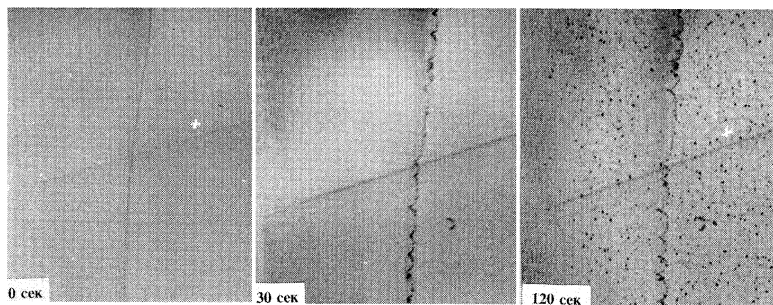


Рис.11. “In-situ” в ВВЭМ радиационное повреждение Mo электронами с энергией 1 МэВ ( $5 \times 10^{22} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ )

### Обобщение и заключение

Из вышеприведенных в настоящей работе результатов следует выделить следующие обстоятельства, которые на наш взгляд, прямо или косвенно указывают на то, что равномерно распределенные по телу зерна нанокластеры/петли не являются препятствиями для скользящих дислокаций и, следовательно, не могут быть основной причиной радиационного упрочнения.

Во-первых, из прямых экспериментальных фактов таких как:

- отсутствие упрочнения или даже «размягчение» материала при наличии высокой плотности кластеров/петель;
- необходимость приписывать разные значения величине коэффициента «жесткости» ( $\alpha$ ) для кластеров/петель в одном материале с одинаковыми приростом упрочнения и величиной  $(\rho d)^{1/2}$ , но облученном разными бомбардирующими частицами;
- уничтожение кластеров/петель скользящими дислокациями, а не их «сметание»

следует вывод о том, что механизм радиационного упрочнения не может рассматриваться в терминах модели «дисперсного барьерного упрочнения». Другими словами, радиационно-индуцированные нанокластеры/петли не могут



действовать как «жесткие» (твердые) и неразрушающиеся препятствия для движущихся дислокаций. Как показано в результате «in-situ» наблюдения в ПЭМ за образованием т.н. «дислокационных каналов», эти нанокластеры могут разрушаться при соприкосновении со скользящей дислокацией и поглощаться ею.

Во-вторых, такие факты, как:

- наибольший прирост величины упрочнения в условиях облучения «мягким» спектром ПВА, когда превалируют условия образования точечных дефектов;
- приоритетное изменение формы дислокационной линии перед образованием скоплений дефектов в теле зерна в результате «in-situ» облучения электронами образца в ВВЭМ;
- уничтожение исходной (до облучения) дислокационной структуры в процессе облучения образцов,

указывают на то, что происходит абсорбция подвижных точечных дефектов на имеющиеся в образце дислокации. При этом количество абсорбированных дефектов контролируется плотностью образующихся в теле зерна скоплений радиационных дефектов. С увеличением плотности кластеров/петель количество абсорбированных точечных дефектов уменьшается.

Кроме того, из экспериментов по установлению роли спектра ПВА найдено, что:

- увеличение «жесткости» энергетического спектра ПВА, приводящего к увеличению объемной плотности скоплений радиационных дефектов за счет каскадных процессов дефектообразования, не вызывает соответствующего увеличения прироста радиационного упрочнения. Наоборот, чем «мягче» спектр ПВА, тем больше величина прироста упрочнения при одном уровне повреждения. Увеличение прироста упрочнения с увеличением доли точечных дефектов при уменьшении «жесткости» спектра ПВА свидетельствует о том, что их доля, достигающая стоков, например, дислокаций, увеличивается. Т.е. скопления дефектов в каскадах, являясь дополнительными стоками для

подвижных точечных дефектов, уменьшают долю дефектов, достигающих дислокации и поглощающих на них.

- инкубационный период в изменении упрочнения увеличивается с возрастанием «жесткости» спектра ПВА. При этом в области инкубационного периода упрочнения наблюдается высокая плотность скоплений радиационных дефектов.

Таким образом, можно предполагать, что дефектами, ответственными за радиационное упрочнение, могут быть точечные дефекты, поглощенные на исходные дислокации. При этом ими могут быть подвижные междоузельные атомы, которые не могут находиться в кристаллической решетке облученного материала. Часть из них идет на образование скоплений в виде дислокационных петель, другая часть уходит на внутренние стоки, в частности на дислокации.

В работе [7] авторы на базе анализа характера изменения «зуба текучести» (yield drop), отсутствия деформационного упрочнения, отсутствия генерации дислокаций, а также локализации пластической деформации в процессе деформации облученных металлов и сплавов, пришли к заключению, что радиационно-индуцированное увеличение предела текучести металлов обусловлено блокированием источников Франка-Рида путем декорирования дислокаций междоузельными кластерами/петлями во время облучения нейтронами.

В этом же аспекте можно объяснить и больший прирост упрочнения в образцах с примесными атомами гелием. Известно, что атомы гелия активно взаимодействуют с вакансиями, образуя комплексы типа  $He_mV_n$ , что уменьшает рекомбинацию междоузельных атомов с вакансиями, а следовательно, увеличивает число междоузельных атомов, поглощающихся на дислокациях.

Равенство в величине прироста упрочнения молибдена при уровне повреждения около  $10^{-2}$  сна независимо от типа бомбардирующих частиц, по-видимому, свидетельствует о конечной величине мощности дислокационных стоков для точечных дефектов.

Таким образом, анализ полученных результатов дает основание предполагать, что абсорбция точечных дефектов на исходных дислокациях, в результате чего образуются либо т.н. «атмосферы Коттрелла», либо изменяются их векторы Бюргерса (энергия дислокаций), формируют условия их блокирования и затрудняют их действие в качестве источника Франка-Рида, т.е. генерацию новых дислокаций.

Вышеприведенные факты дают основание утверждать, что упрочнение проявляется не в трудности скольжения дислокаций через препятствия в виде скоплений радиационных дефектов, а в трудности их генерации. Т.е. проблема радиационного упрочнения должна решаться в терминах образования на дислокациях коттрелловских атмосфер, за счет абсорбции точечных радиационных дефектов на дислокациях, блокирующих их как источники дислокаций типа Франка-Рида.

Альтернативной моделью упрочнения, на наш взгляд, можно рассматривать и факт уменьшения (уничтожения) в процессе облучения исходной дислокационной структуры, как возможность упрочнения материала за счет уменьшения плотности дислокаций или источников Франка-Рида.

## **Литература**

1. Reynolds A.W.Mc., Augustinik W., Kewon M.Mc., Rosenblatt D.B. // Phys.Rev. 1955, 98, 418.
2. Реутов В.Ф., Ибрагимов Ш.Ш., Вагин С.П. // А.С. СССР, №1157597. 12.11.1982.
3. Реутов В.Ф., Ждан Г.Т. // А.С. СССР, №591087, 23.07.1976.
4. Абдрашитов.И.Ю., Ботвин К.В., Реутов В.Ф., Ибрагимов Ш.Ш., Юшков А.В. Расчет радиационной повреждаемости материалов. // Препринт 2-80 ИЯФ АН Каз.ССР, 1980, стр. 53.
5. Mitchell J.B., Bell W.L.. Characterization of point-defect clusters by 2-1/2-D TEM. // Acta Met.1976, v.24, (147-152).
6. Moteff J, Michel D.L.,Sikka V.K. // Proc.Int.Conf.Defects and Clucters in BCC Metals and their Alloys. Nucl.Metal. 1973, V.18, (198-215).
7. Singh B.N., Foreman A.J.E., Trinkaus H. Radiation hardening revisited: role of intracascade clustering. // Journ. of Nucl. Materials, 1997, 249 (103-115).

Приведены экспериментальные результаты ПЭМ-исследований и измерения микротвердости облученных образцов Мо с целью установления вклада скоплений радиационных дефектов в виде нанокластеров/петель в радиационное упрочнение. Плотность нанокластеров/петель в условиях сохранения подобия в их размерном распределении изменялась не только за счет изменения флюенса бомбардирующих частиц, но и путем изменения энергетического спектра первично-выбитых атомов (ПВА) варьированием массой и энергией бомбардирующих частиц. В качестве последних использовались нейтроны деления,  $\alpha$ -частицы с энергией 50 МэВ и протоны с энергией 30 МэВ.

На основе полученных результатов сделан вывод о том, что радиационное упрочнение в исследуемом материале проявляется не в трудности скольжения дислокаций через препятствия в виде скоплений радиационных дефектов, а в трудности их генерации. То есть проблема радиационного упрочнения должна решаться в терминах образования на дислокациях коттрелловских атмосфер, за счет абсорбции (или образования) радиационных дефектов на дислокациях, блокирующих их как источники дислокаций типа Франка–Рида.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

To define the contribution of the accumulation of the radiation defects, experimental results of TEM-researches and of the measurement of the microhardness of irradiated samples of Mo are given in this paper. Not only for the changing of the bombarding particles, density of nanoclusters/loops in the conditions of the reservation of the resemblance in their dimensional distribution was changed, but also by the way of changing of energy spectrum of the primary knock-on atom (PKA) ranged by the mass and the energy of the bombarding particles. In the case of the latter, neutrons of fission, alpha particles with the energy of 50 MeV and protons with the energy of 30 MeV were used.

On the basis of the obtained results a conclusion was made, that radiation hardening in the researched material appears not in the difficulty of the gliding of the dislocations through the obstacles in the form of accumulations of radiation defects, but in the difficulty of their generation. Thus, the problem of radiation hardening should be solved in terms of derivations on the dislocations of Cottrell atmospheres, at the expense of absorption (or generation) of the radiation defects on the dislocations blocking them as sources of dislocations of Frank–Read type.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*  
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 04.11.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,13. Уч.-изд. л. 1,15. Тираж 280 экз. Заказ № 53600.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www1.jinr.ru](http://www1.jinr.ru)