

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ РАДИАЦИОННЫХ НАРУШЕНИЙ В ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛАХ

С. Т. Конобеевский

В статье дан обзор теории радиационных повреждений в материалах при облучении быстрыми частицами. Делается попытка описать процессы фазовых превращений при нейтронном облучении делящихся материалов с помощью уравнения диффузии. При этом получено выражение для коэффициента диффузии D . Рассмотрен возможный результат действия термических пиков на структуру эвтектоида $\alpha + \gamma'$ в отожженном сплаве уран—молибден.

При облучении потоком нейтронов твердых тел их свойства существенно изменяются. Увеличивается твердость и предел текучести (в металлах), понижается способность к пластической деформации, уменьшается теплопроводность и электропроводность. В некоторых случаях уменьшается плотность как макроскопическая, так и рентгенографическая.

Многие из этих изменений напоминают те, которые возникают при пластической деформации твердых тел, и поэтому можно предположить, что причиной как одних, так и других являются одинаковые изменения в структуре решетки. Однако более тщательное изучение свойств материалов и особенно характера обратных изменений свойств при отжиге приводит к выводу, что структурные эффекты при облучении материалов хотя частично сходны с изменениями, вызываемыми наклепом, все же существенно от них отличаются; это связано с особым способом их возникновения.

Теория радиационных повреждений, вызываемых облучением быстрыми частицами, в последнее время интенсивно развивалась рядом авторов. Первые представления по этому вопросу были даны Бором [1] и позднее

развиты Зейтцем [2]. Зейтц рассматривает в основном два вида нарушений, вызываемых действием бомбардирующих частиц: ионизацию и «смещающие» столкновения. Ионизация имеет место для заряженных частиц и лишь при энергии этих частиц, превышающей некоторое критическое значение E , равное

$$E = \frac{M}{m} E_{\text{ион}}, \quad (1)$$

где $E_{\text{ион}}$ — ионизационный потенциал удаляющей частицы (атома); M — ее масса; m — масса электрона.

После рассеяния части энергии на ионизацию, являющуюся для частиц большой энергии наиболее вероятным процессом, увеличивается также вероятность упругих соударений с атомами мишени, при которых энергия передается атому как целому. При этом большая часть упругих соударений должна приводить к смещению атомов мишени из их нормальных положений в решетке, так как средняя энергия, передаваемая в упругих столкновениях, обычно велика, а работа, затрачиваемая на образование пары дефектов промежуточный атом—вакансия, не превышает 25 эв. Атомы перемещаются в соседнюю или более удаленную ячейку, оставляя на своем прежнем месте пустую «дырку» или вакансию. Таким образом, в результате возникает пара дефектов, которую принято называть парой Френкеля. В свою очередь первичные атомы могут создавать вторичные, третичные и т. д. пары. При образовании пары дефектов работа, совершаемая

бомбардирующей частицей, превращается в потенциальную энергию смещенных атомов, на что требуется около 10 эв, а также идет на возбуждение упругих колебаний решетки. Разумеется, те же колебания могут возбуждаться и при слабых столкновениях, не приводящих к образованию парных дефектов.

В качестве примера приведем «баланс» энергии пары осколков, разлетающихся в результате деления урана [3]. В той части пробега, где в основном происходит возбуждение электронов, на упругие столкновения расходуется около 2,7% энергии. Кроме того, еще 0,3% тратится после того, как осколки потеряют способность ионизировать атомы урана. Почти половина всей этой энергии идет на образование быстрых первичных смещенных атомов. Каждый из них имеет среднюю энергию около 375 эв и образует до трех атомов в следующих поколениях. Таким образом, согласно Зейтцу в металлическом уране на одно деление приходится около 25 000 смещенных атомов.

Как видно из приведенных данных, значительное количество энергии первичной частицы расходуется на возбуждение атомных колебаний решетки. Помимо этого, следует учесть «запаздывающее» выделение тепловой энергии, связанное с рекомбинацией близко расположенных парных дефектов. Вся эта область, где кинетическая энергия первичной частицы переходит в энергию упругих колебаний решетки, образует область «термического пика» (thermal spike), расположенную вдоль пути частицы.

Вопрос о замедлении быстролетящего атома внутри твердого вещества более детально был рассмотрен недавно Бринкменом.

Бринкмен [4] различает две области воздействия быстрой первичной частицы. При большой кинетической энергии первичной частицы (атома) плотность упругих столкновений мала. В результате этого выделяется относительно малое количество тепла, которое распространяется из области термического пика быстрее, чем может произойти рекомбинация пар Френкеля, образовавшихся от первого толчка, сообщенного атомам решетки первичной частицей. В этой области возможно сохранение первичных (а также вторичных и третичных) дефектов, к ней же может относиться теория Зейтца, дающая расчет количества элементарных де-

фектов решетки, создаваемых облучением. После того как первичная частица замедлится и длина ее свободного пробега станет сравнимой с межатомными расстояниями, потеря энергии на столкновения возрастает настолько, что вся остаточная энергия частицы расходуется сразу, распределяясь путем взаимных столкновений между большим числом атомов и вызывая локальное повышение температуры. Эту область Бринкмен называет «пиком смещений» (displacement spike).

В результате выделения за короткий промежуток времени весьма большого количества энергии температура в области пика смещения резко возрастает. Вещество оказывается в состоянии, напоминающем критическое. Атомы этой области перемещаются и при последующей кристаллизации оказываются смещенными, занимающими чужие места. Разумеется, в этой области не могут сохраняться первичные дефекты — вакансии и промежуточные атомы. Охлаждение и затвердевание происходят также весьма быстро. Бринкмен предполагает, что кристаллизация восстанавливает прежнюю решетку, так как окружающий нерасплавленный кристалл является направляющим центром кристаллизации. Однако после затвердевания возможно образование вторичных дефектов в виде дислокаций и частично дезориентированных субзерен в области пика смещений.

Чтобы оценить величину области пика смещения и энергию, расходуемую на ее нагрев, Бринкмен устанавливает зависимость между энергией частицы и длиной ее свободного пробега, приравнивая энергию пика смещения той энергии, при которой пробег становится равным межатомному расстоянию. Потенциал взаимодействия двух сталкивающихся одинаковых атомов на близком расстоянии определяется экранированным зарядом ядра:

$$v(r) = \frac{Z^2 e^2}{r} e^{-r/a} (1 - r/2a), \quad (2)$$

где a — эффективный радиус электронного облака атома

$$a = 2,09 a_0 Z^{1/3},$$

a_0 — радиус боровской орбиты $0,528 \cdot 10^{-8}$ см;
 Z — атомный номер.

На далеком расстоянии потенциал может быть выражен отталкивательным членом Борна — Майера:

$$v(r) = Ae^{-Br}, \quad (3)$$

где константы A и B получаются экспериментально из опытов по сжимаемости. Отсюда удается получить универсальную зависимость длины свободного пробега атома в решетке от его энергии, изображенную графически на рис. 1 в виде связи двух параметров:

$$P \equiv \frac{1a_0^2}{r_0^2 Z^{2/3}} \text{ и } Q \equiv \frac{E \epsilon_0}{Z^{14/3}}, \quad (4)$$

один из которых пропорционален длине свободного пробега l , а другой — энергии E .

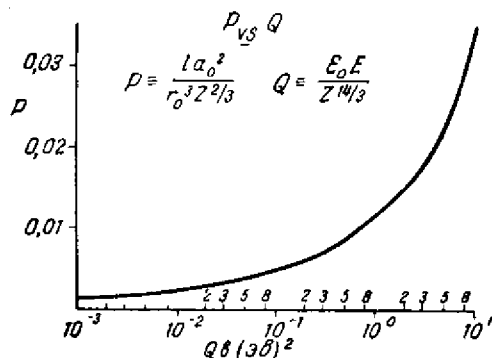


Рис. 1. Зависимость средней длины свободного пробега атома от его энергии (по Бринкмену).

Здесь r_0 — межатомное расстояние, а ϵ_0 — работа вырывания, равная 25 эв, остальные обозначения см. выше.

Из графика (рис. 1) можно найти длину свободного пробега для энергии E . Для этого нужно определить сначала Q подстановкой значений Z и ϵ_0 , а затем, отыскав по графику значение P для данного Q , найти l , если известно расстояние между атомами r_0 . Также можно решить и обратную задачу, т. е. по заданному пробегу определить соответствующую ему энергию. Например, для урана пробег, равный расстоянию между ближайшими атомами, т. е. 2,8 Å, будет достигнут при энергии около 350 000 эв. Это означает, что первичный атом урана, выбитый из решетки осколком деления, будет замедляться до 350 000 эв, создавая в основном парные дефекты (вторичные, третичные и т. д.). Когда же его энергия понизится до указан-

ного значения, он резко затормозится, передав всю остаточную кинетическую энергию на нагрев области пика смещения.

Едва ли следует придавать слишком большое значение количественным результатам, полученным Бринкменом. Не говоря уже о некоторой произвольности принятой формы потенциала взаимодействия (2), нельзя также считать строго обоснованным сам выбор критерия для возникновения термического пика, а именно требование, чтобы длина пробега l сравнялась с наименьшим атомным расстоянием в решетке. Как видно из графика на рис. 1, энергия резко изменяется с принятой критической длиной свободного пробега, и следовательно, от выбора последней будет сильно зависеть величина энергии, расходуемой в пике смещения, и величина области пика смещения. Так, можно показать, что удвоению критической величины пробега в уране будет соответствовать увеличение энергии пика смещения в 7—8 раз.

Все предыдущее относится к судьбе первичного атома, получившего импульс от столкновения с быстрой частицей. В качестве последней может быть любая тяжелая заряженная или нейтральная частица. Рассмотрим действие быстрого нейтрона. Как известно, нейтрон, соударяясь с атомом, передает ему долю энергии, равную [5]

$$\frac{2}{A + 2/3}. \quad (5)$$

Для большинства элементов с атомным весом $A \sim 100$ нейтрон деления со средней энергией 2 Мэв сообщает энергию, близкую к значению для возникновения пика смещения. У более тяжелых атомов энергия, передаваемая нейтроном в большинстве соударений, может оказаться недостаточной для развития сколько-нибудь значительной области термического пика. Для легких атомов энергия, выделяющаяся в конце полета, вообще недостаточна для создания пика смещения. Поэтому роль термических пиков при облучении материалов быстрыми нейтронами, повидимому, невелика. Изменение свойств этих материалов следует отнести за счет накопления дефектов Френкеля. Это отчасти подтверждается существованием в таких материалах определенной, хотя и не всегда резко выраженной, энергии активации для снятия радиационных изменений. Роль термических пиков в этих мате-

риалах сводится, вероятно, к частичному радиационному отжигу точечных дефектов (вакансий и промежуточных атомов) и, быть может, к накоплению вторичных коагулированных дефектов.

Гораздо значительнее действие осколков деления в делящихся материалах (в уране).

В начале своего пути многократно ионизированные (потерявшие до 20—25 своих электронов) осколки замедляются преимущественно за счет ионизации атомов урана. Путь осколка остается прямолинейным, так как передаваемый при этом атомам импульс невелик. Однако и в этой области обнаруживается конечная вероятность упругих соударений. На пути осколка деления возникает большое число первичных атомов урана, так как доля энергии, передаваемой атому урана осколком деления в упругих столкновениях, достаточно велика. Атомы, энергия которых не превышает $3-5 \cdot 10^5$ эв, должны рассеивать свою энергию в форме пиков смещения (по Бринкмену). Более энергичные могут вызывать вторичные смещенные атомы, которые также почти мгновенно рассеивают свою кинетическую энергию в виде упругих волн. Если сюда добавить упругие колебания, создаваемые как самими осколками, так и первичными атомами в несмещающих столкновениях, а также тепло, возникающее в области пиков смещения в результате рекомбинации ранее существовавших в решетке парных дефектов, то весь происходящий на пути пары быстрых осколков деления процесс можно представить как быстрое выделение тепла, создающее высокий «всплеск» температуры длительностью около $10^{-10}-10^{-11}$ сек.

Вследствие сложности описанного процесса вряд ли возможен в настоящее время точный расчет с учетом всех элементарных явлений, происходящих в решетке твердого делящегося вещества. Учитывая общие оценки, сделанные ранее Зейтцем, и принимая во внимание то, что механизм образования пиков смещения не допускает накопления значительного числа дефектов с большой потенциальной энергией, можно считать, что около 3—5% от общей энергии деления должно выделяться в виде теплового импульса. Это составит $5-10 \cdot 10^6$ эв на одно деление, что эквивалентно тепловой энергии, достаточной для того, чтобы нагреть до 2000° количество

атомов, равное $3-5 \cdot 10^7$, или объем около $0,6-1,0 \cdot 10^{-15}$ см³.

Более точного значения этих цифр, так же как и доказательства самого реального существования термических пиков, следует ожидать от эксперимента.

В опубликованной литературе существует лишь единственный опыт, который может считаться более или менее убедительным свидетельством наличия тепловых пиков в делящемся материале и дает основание для попытки применения количественного расчета явления.

В работе [6] описан опыт по облучению сплава урана с 9% Мо. Как известно, при температуре выше 600° С молибден относительно легко растворяется в γ -фазе урана. Образующийся при этом твердый раствор молибдена в γ -уране обладает значительной метастабильной устойчивостью при низких температурах и не распадается при охлаждении. Однако его можно перевести в равновесное состояние длительным отжигом в районе $400-500^\circ$ С. Сплав с 9% Мо при этом распадается на две фазы: α -уран и γ' -фазу, представляющую интерметаллическое соединение, которое, повидимому, имеет состав U_2Mo и по своей структуре очень близко к γ -урану. Эти две фазы возникают из γ -урана при отжиге в виде тонкого пластинчатого эвтектоида, состоящего из чередующихся пластинок α - и γ' -фазы. Толщина пластинок зависит от температуры отпуска; в обычных случаях она достигает величины около 1 м.

Из сплава урана с 9% Мо были сделаны образцы в виде проволок и фольг. Часть образцов исследовалась в закаленном (гомогенизированном) состоянии, другая часть — в отожженном. В последних исходная структура представляла высокодисперсную смесь $\alpha + \gamma'$ в виде эвтектоида пластинчатого типа. Образцы были подвергнуты облучению в потоке нейтронов ($10^{19}-10^{20}$ нейтр/сек), причем были приняты достаточные меры, чтобы температура не поднималась выше $50-80^\circ$ С. Как установлено путем измерения свойств, микроисследования и рентгенографирования, гетерогенные образцы при таком облучении переходят в однородное состояние.

Переход зависит от полученной дозы облучения и, таким образом, является прямым следствием действия нейтронной радиации.

В настоящей статье делается попытка интерпретировать описанное явление как результат своеобразной диффузии, которая происходит в делящихся материалах под действием облучения, создающего микрообласти интенсивного перемешивания. Если акт деления возникает на границе фаз гетерогенной структуры, то результатом его должно явиться установление средней концентрации по всему объему термического пика (рис. 2).

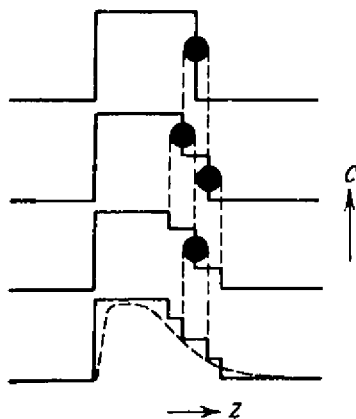


Рис. 2. Схема диффузии, происходящей под действием актов деления «термических пиков» (кружки).

Отвод тепла из области такого теплового пика, как покажут приведенные ниже расчеты, происходит за очень короткое время. Вследствие этого образование спонтанного кристаллизационного центра в области термического пика мало вероятно, и закристаллизовывающийся объем принимает структуру одной из соседних решеток. Таким образом, он может закристаллизоваться либо в виде пересыщенного α -твердого раствора, либо в виде γ' -фазы. По мере дальнейшего протекания диффузии и выравнивания среднего состава по молибдену будет происходить переход преимущественно в γ -фазу, что и приведет в конечном результате к гомогенизации под действием облучения.

Обратимся теперь к некоторым количественным расчетам.

Выделение большого количества энергии деления в малом объеме приводит к возникновению весьма высокой температуры и интенсивному перемешиванию атомов в этом объеме.

Температуру области пика можно считать, если иметь представление о форме

ее распределения. Предположив, что эта форма не слишком отличается от сферической, можно решить задачу распространения тепла вокруг точечного источника, в котором мгновенно выделяется энергия q .

Из теории теплопроводности известно, что распределение избытка температуры T для координаты r и времени t может быть выражено следующим образом:

$$T = \frac{q}{\rho c} \cdot \frac{1}{(4\pi kt)^{3/2}} e^{-r^2/4kt}, \quad (6)$$

где ρ —плотность, c —удельная теплоемкость и k —коэффициент теплопроводности среды.

В каждой точке r , когда до нее доходит тепловой импульс, температура повышается до $T_{\max}(r, t)$ и затем падает. Время $t_{\max}$ находится из условия

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{t=t_{\max}} = 0; \quad t_{\max} = \frac{r^2}{6k}$$

и отсюда

$$\left. \begin{aligned} T_{\max} &= \left(\frac{3}{2\pi e}\right)^{3/2} \frac{q}{\rho c} \frac{1}{r^3}; \\ r &= \left(\frac{q}{T_{\max} \rho c}\right)^{1/3} \left(\frac{3}{2\pi e}\right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Если принять температуру $T_{\max}$ равной, например, 2000°C , то легко найти радиус сферы, которая при прохождении импульса будет нагрета не ниже этой температуры. Так, для урана, положив $q = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ кал}$ (10^7 эв), находим: $r_{2000} = 0,52 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; $t_{\max} = 0,74 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$.

Если определить условную среднюю скорость импульса, понимая под ней отношение r/t , то она окажется равной $r/t = 0,7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, т. е. меньше скорости звука в металле ($2-3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$). Это до известной степени оправдывает применение расчета, основанного на макроскопической теории теплопроводности. Менее обоснованным кажется распространение таких расчетов на более высокие температуры, имеющие место в центральной зоне теплового пика. Однако попытка сохранить принцип расчета может быть оправдана, так как в конечную формулу (7) из констант, связанных со средой, входит лишь объемная теплоемкость (ρc), которая едва ли может быть очень сильно изменена.

Аналогичным образом можно провести расчет, если принять, что длина пути, на котором энергия осколков передается атомам урана, значительно превышает область рас-

пространения тепла вокруг траектории частицы. Форма области пика при этом, конечно, изменяется, однако общий объем области и число атомов, попадающих в зону нагрева, изменяются сравнительно мало. Поэтому во избежание ненужного усложнения расчета, в дальнейшем было принято, что тепловой пик имеет сферическую форму.

Покажем теперь, что выравнивание концентрации в отдельных участках, вызываемое термическими пиками, аналогично протеканию диффузии. Пусть мы имеем слоистое распределение концентрации, которое для простоты примем изменяющимся по закону косинуса:

$$C = C_0 (1 + \alpha \cos 2\pi Z/\lambda), \quad (8)$$

причем C не зависит от x и y .

Допустим, что после того, как тепловой импульс попадет на участок с координатой Z ,

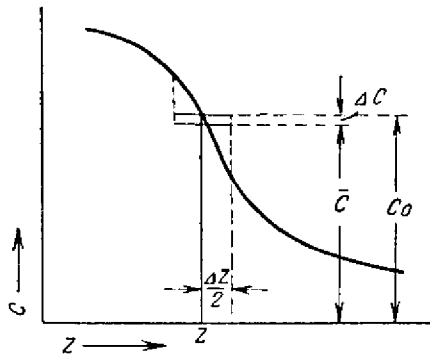


Рис. 3. Изменение (уменьшение) концентрации в области термического пика при первоначальном синусоидальном распределении.

произойдет выравнивание концентрации на площадке ΔZ (рис. 3).

Если ΔZ мало по сравнению с λ , то ординату образовавшейся площадки можно считать концентрацией точки Z после нагрева.

Новое значение C следует принять равным

$$\bar{C} = \frac{1}{\Delta Z} \int_{Z-\Delta Z/2}^{Z+\Delta Z/2} C(Z) dZ. \quad (9)$$

После несложных преобразований получаем:

$$\bar{C} = C_0 \left(1 + \frac{\alpha \lambda}{\pi \Delta Z} \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z \sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta Z}{2} \right). \quad (10)$$

или, разлагая синус в ряд и ограничиваясь

вторым членом разложения,

$$\bar{C} = C_0 \left(1 + \alpha \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z - \alpha \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z \cdot \frac{\pi^2 (\Delta Z)^2}{6 \lambda^2} \right). \quad (11)$$

Сравнение с (8) показывает, что в результате одного термического пика происходит местное снижение (изменение) концентрации на величину

$$\Delta C = C_0 \alpha \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z \cdot \frac{\pi^2}{6 \lambda^2} (\Delta Z)^2. \quad (12)$$

Пренебрегая наложениями (совпадениями) пиков, можно легко сообразить, что весь объем металла пройдет через состояние термического пика за время $\Delta \tau$, которое получится как

$$\Delta \tau = \frac{1}{Nv}, \quad (13)$$

где N — число термических пиков в 1 см³ в 1 сек., а v — объем термического пика.

Составим выражение

$$\frac{\Delta C}{\Delta \tau} = NC_0 \alpha \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z \cdot \frac{\pi^2}{6 \lambda^2} v (\Delta Z)^2. \quad (14)$$

Его, очевидно, можно отождествить с диффузионным уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial Z^2} = DC_0 \alpha \cos \frac{2\pi}{\lambda} Z \cdot \frac{4\pi^2}{\lambda^2}, \quad (15)$$

если положить

$$D = N \frac{v (\Delta Z)^2}{24}. \quad (16)$$

Полученный результат можно обобщить, если считать, что он будет верен для любого начального распределения. Итак, действие термических импульсов деления должно вызывать диффузию с коэффициентом (16), причем это справедливо при любой средней (макроскопической) температуре.

Из величин, входящих в D , значение N легко определяется, если известно удельное тепловыделение в ваттах на грамм:

$$N = W \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot \rho, \quad (17)$$

а $(\Delta Z)^2$ — средний квадрат линейных размеров области выделения тепла в направлении градиента концентрации, например, для сферической области равный $\frac{2}{3} r^2$.

Подстановка в (16) всех этих величин с использованием формул (7) приводит к следующему выражению коэффициента диффузии D :

$$D = 0,452 \cdot 10^8 \frac{\rho}{(\rho c)^{5/3}} \left(\frac{q}{T} \right)^{5/3} \cdot W \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Если принять для урана $\rho c = 0,514$; $\rho = 18,7$ [7] и выразить энергию E , расходуемую в термическом пике, вместо калорий в килоэлектронвольтах, то для D получается значение

$$D = 1,16 \cdot 10^{-18} \left(\frac{E}{T} \right)^{5/3} W. \quad (18)$$

Теперь рассмотрим возможный результат действия термических пиков на структуру эвтектоида $\alpha + \gamma'$ в отожженном сплаве уран — молибден. Эвтектика эта, как сказано выше, имеет пластинчатое строение с периодом порядка 1μ , зависящим от температуры отпуска предварительно закаленного сплава. Точный состав фазы γ' не установлен. Предположительно это U_3Mo . Альфа-фаза — чистый уран. Отношение толщины пластинок α -фазы к таковой γ' -фазы приблизительно 3:1 (точнее 77:23).

Как ясно из предыдущего, под влиянием термических пиков будет происходить постепенное выравнивание концентрации молибдена в уране. Если концентрация минимума (в области α -фазы) достигнет величины, близкой к 8–9%, то при кристаллизации этой области α -фаза образоваться не сможет и должна возникнуть γ -фаза. В дальнейшем будет происходить постепенное выравнивание концентрации, пока не образуется полностью однородный твердый раствор. В области γ' -фазы снижение концентрации по молибдену также делает нестабильной γ' -фазу и заставляет ее преобразовываться в равновесную форму — γ -твердый раствор.

О том, с какой скоростью происходит описанный процесс, может дать некоторое представление следующий простой расчет.

Для любого периодического линейного и имеющего центр симметрии распределения концентрации элемента B в A решение диффузионного уравнения приводит к выражению

$$C(Z, t) = C_0 + \sum C_n \cos \frac{2\pi n}{\lambda} Z \cdot e^{-\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda^2} \cdot Dt}. \quad (19)$$

Здесь C_n — коэффициенты разложения в ряд Фурье первоначально существующего распределения: $C(Z, 0)$. Хорошо известно, что благодаря затуханию высших гармоник через некоторое время после начала процесса существенна только первая гармоника, и распределение можно представить простой косинусоидой. Поэтому для выяснения скорости процесса выравнивания следует проанализировать лишь выражение

$$e^{-\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cdot Dt}, \quad (20)$$

представляющее собою множитель, определяющий затухание амплитуды первой гармоники. Время гомогенизации можно найти, если приравнять значение этого множителя некоторому условному минимальному значению, например 0,1, что для рассматриваемого здесь случая вполне достаточно.

Положив

$$\frac{4\pi^2}{\lambda^2} Dt_{\text{гом}} = \ln 10,$$

найдем для общей выработки энергии на грамм Wt выражение

$$Wt = \frac{\ln 10 \cdot 10^{18} \lambda^2}{4\pi^2 1,16} \left(\frac{T}{E} \right)^{5/3}.$$

Экспериментальным данным (см. работу [6]) можно удовлетворить, если положить

$$\frac{T}{E} = 0,11.$$

Чтобы определить энергию теплового импульса, надо знать, какая температура необходима для полного перемешивания атомов в области теплового пика. Если совершенно условно положить ее равной 2000° , что почти вдвое превышает температуру плавления, то $E \approx 18 \text{ Мэв}$.

Это несколько превосходит оценку, сделанную выше, и, возможно, заставит внести некоторые поправки в теорию. Принимая во внимание упрощенный характер теории, набросок которой дан в этой статье, едва ли можно претендовать на ее большую точность. Однако она, повидимому, дает достаточное основание считать, что наблюдаемые при нейтронном облучении делящихся материалов диффузионные процессы вызываются действием быстрых осколков, создающих «термические пики».

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Бете и Ю. Ашкин, Прохождение излучения через вещество. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Серге. ИЛ, 1955, а также А. И. Захаров, УФН 57, вып. 4 (1955).
 2. F. Seitz, Discuss. Faraday Soc. 5, 271 (1949), а также Зейтц и Келлер, Металлургия ядерной энергетики и действие облучения (Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Metallurgizdat, 1956, т. II, стр. 417.
 3. Ф. Зейтц, Сб. «Действие излучений на полупроводники и изоляторы». Под ред. Рывкина. ИЛ, 1954.
 4. J. A. Brinkman, J. Appl. Phys. 25, 961 (1954).
 5. С. Глестон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов. ИЛ, 1954.
 6. С. Т. Конобеевский, Н. Ф. Правдюк и В. П. Кутайцев, Исследования в области геологии, химии и металлургии (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, 1955, стр. 263.
 7. Д. Мэррей, Введение в ядерную технику. Под редакцией П. Е. Степанова. ИЛ, 1955.
-