

Результаты измерений α и σ_f

E , кэВ	$\bar{\alpha}$	$\overline{\Delta\alpha}^*$	$\overline{\Delta\alpha}^{**}$	$\bar{\sigma}_f$	$\overline{\Delta\sigma}_f^*$	$\overline{\Delta\sigma}_f^{**}$
25—30	0,45	0,02	0,05	1,77	0,03	0,03
20—25	0,51	0,03	0,05	1,79	0,03	0,04
15—20	0,55	0,02	0,05	1,81	0,02	0,04
10—15	0,61	0,02	0,06	1,98	0,02	0,04
9—10	0,74	0,04	0,06	2,01	0,04	0,04
8—9	0,76	0,04	0,06	2,09	0,05	0,05
7—8	0,81	0,04	0,07	2,11	0,05	0,04
6—7	0,86	0,03	0,07	2,21	0,04	0,04
5—6	0,78	0,05	0,07	2,42	0,04	0,05
4—5	0,80	0,04	0,07	2,61	0,06	0,05
3—4	0,84	0,04	0,07	2,92	0,04	0,06
2—3	0,98	0,02	0,08	3,34	0,03	0,07
1—2	1,02	0,02	0,08	4,92	0,04	0,10
1—0,9	0,90	0,05	0,08	6,41	0,14	0,13
0,8—0,9	0,88	0,04	0,08	6,29	0,16	0,13
0,7—0,8	0,98	0,04	0,08	6,37	0,11	0,13
0,6—0,7	1,15	0,03	0,09	7,29	0,10	0,15
0,5—0,6	0,95	0,03	0,08	9,63	0,11	0,19
0,4—0,5	0,76	0,02	0,06	10,4	0,11	0,21
0,3—0,4	0,95	0,03	0,08	12,1	0,11	0,24
0,2—0,3	0,74	0,01	0,06	17,0	0,10	0,32

* Среднеквадратическая ошибка.
** Ошибка за счет нормировки.

и Au в графитовой призме; $\Delta I_f(T)$ — число отсчетов камеры деления в графитовой призме; $I_f^{Pu}(E)$; $I_\gamma^{Pu}(E)$ — число отсчетов камеры деления и гамма-счетчика (от захвата и деления в образце ^{239}Pu) в момент времени цикла соответствующей средней энергии нейтронов \bar{E}_n ; $\sigma_f^{Pu}(T)$, $\sigma_c^{Au}(T)$ — сечение деления ^{239}Pu и сечение захвата ^{197}Au для нейтронов максвелловского спектра с температурой 22°C ; P_{Au} , P_{Pu} , A_{Au} , A_{Pu} , B_{Au} , B_{Pu} — веса, атомные веса, энергии связи для Au и ^{239}Pu ; δ — множитель, зависящий от геометрии образцов ^{239}Pu и Au.

УДК 621.039.531.37

Выделение водорода из облученных протонами конструкционных материалов

ВАСИН Ю. П., ЗАЛУЖНЫЙ А. Г., СКОРОВ Д. М., СТОРОЖУК О. М.

Известно, что аустенитные стали и сплавы на никелевой основе под действием облучения нейтронами изменяют свои механические и физические свойства. Так, в процессе нейтронного облучения при повышенных температурах наблюдаются распухание и охрупчивание этих материалов. Существует несколько гипотез, пытающихся объяснить эти явления. Несомненно, что для полного понимания влияния нейтронного облучения на материалы необходимо изучить и поведение газообразных продуктов, появляющихся в результате ядерных (n, α)- и (n, p)-реакций.

Из приведенной формулы следует, что при $\alpha(E) = \alpha(T)$ надежность измерений выше, так как ошибки, содержащиеся во второй скобке формулы, исключаются.

Данные по α и σ_f усреднены по рекомендованным интервалам энергии нейтронов и приводятся в таблице. Для α при $E_n < 6$ кэВ приводятся данные для образца с $\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{20}$ ядер/см², а при $E_n > 6$ кэВ — для образца с $\bar{n} = 4,9 \cdot 10^{21}$ ядер/см².

В таблице представлены ошибки, определяемые среднеквадратическим разбросом данных и нормировок. Полная ошибка определяется корнем квадратным из суммы квадратов указанных ошибок. Поправка на разрешение спектрометра для α составляет для энергий нейтронов 1—30 кэВ не более 4%.

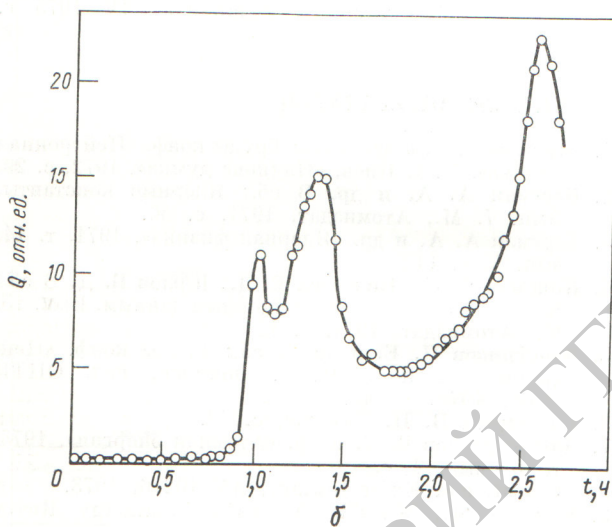
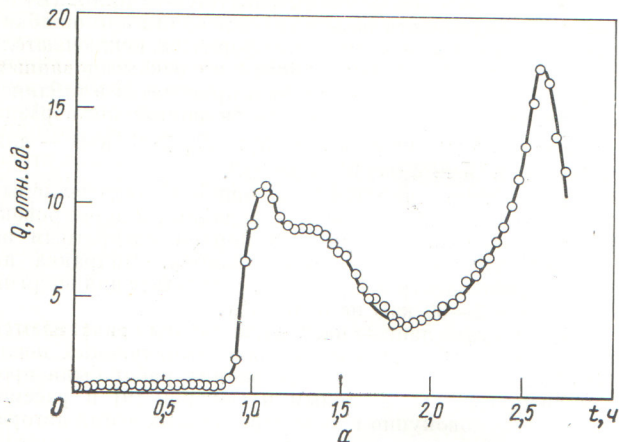
На рисунке данные настоящей работы сравниваются с данными работ других авторов, выполненных после 1972 г. [4—8]. Данные более ранних работ были проанализированы Коньшиным и Соуэрби [9] и рассматриваются совокупно в виде усредненных этими авторами данных.

Поступило в Редакцию 7/IV 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бергман А. А. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 29.
2. Бергман А. А. и др. В сб.: Ядерные константы. Вып. 7. М., Атомиздат, 1971, с. 50.
3. Бергман А. А. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, вып. 6, с. 1123.
4. Кононов В. Н., Полетаев Е. Д., Юрлов Б. Д. В сб.: Бюл. Информ. центра по ядерным данным. Вып. 15. М., Атомиздат, 1974, с. 12.
5. Воронников П. Е. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Обнинск, изд. ОНТИ ФЭИ, 1974, с. 42.
6. Болотский В. П. Там же, с. 49.
7. Двухшерстнов В. Г. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 2, с. 131.
8. Gwin R. e.a. Exfor Library, AN 10276, 1973.
9. Sowerby M., Konshin V. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, N 4, p. 455.

Исследование кинетики выделения водорода из никеля и стали ОХ16Н15МЗБ проводилось в условиях равномерного нагрева образцов со скоростью $7^\circ\text{C}/\text{мин}$. Образцы в виде фольг толщиной ~ 100 мкм насыщали водородом на магнитной масс-сепарационной установке ИЛУ-100 при плотности тока примерно 1 мкА/см²; доза протонов с энергией 70 кэВ составила $3 \cdot 10^{16}$ частиц/см². В установке во время облучения поддерживался вакуум 10^{-7} мм. рт. ст. Образцы были окружены системой экранов, охлаждаемых жидким азотом.



Кривые выделения водорода из образцов нержавеющей стали OX16N15M3B (а) и никеля (б), насыщенных водородом на циклотроне до 10^{-9} ат.%, в процессе равномерного нагрева образцов со скоростью $7^\circ\text{C}/\text{мин}$ при постоянной скорости откачки рабочего объема

Насыщение образцов водородом также проводилось на циклотроне (ИАЭ) путем бомбардировки протонами с энергией 20 МэВ. Между источником протонов и насыщаемыми образцами помещался вращающийся диск со специально подобранными фильтрами, что обеспечивало равномерное распределение водорода по объему образца. Температура образцов во время насыщения контролировалась с помощью термокрасок и не превышала 70°C (образцы интенсивно охлаждались). Расчетная концентрация водорода в образцах составляла 10^{-2} ат.%

Для изучения кинетики выделения водорода из материалов в процессе равномерного нагрева со скоростью $7^\circ\text{C}/\text{мин}$ применялась установка, описанная в работе [1]. Откачка рабочего объема системы проводилась двумя насосами — гетероионным и электроразрядным — с практически постоянной скоростью. Контроль за изменением парциального давления водорода в рабочем объеме осуществлялся с помощью омегатрона ИПДО-1.

Экспериментальные кривые, полученные данным методом, характеризуют относительные скорости выделения газа из материалов в процессе нагрева. К сожалению, такая методика исследования не позволяет определять количество газа, выделяющегося в процессе отжига.

При исследовании образцов, насыщенных водородом на магнитной масс-сепарационной установке ($E = 70$ кэВ) при комнатной температуре, не обнаружено при нагреве до 950°C выделения водорода из образцов. Водород, введенный в исследуемые материалы данным способом, по-видимому, не удерживается в них даже при комнатной температуре, при которой облученные образцы хранились в течение трех суток перед измерением газовой выделенности. Многие авторы, в частности авторы работы [2], отмечают, что материалы, содержащие водород, легко теряют его уже при комнатной температуре. Высокая подвижность атомов водорода обеспечивает «легкость» выхода газа, растворенного в решетке металла. Поэтому в образце удерживается лишь каким-либо образом «закрепленный» водород. Однако в данном случае атомы водорода вводились в поверхностный слой толщиной $\sim 7000 \text{ \AA}$, что повышало вероятность выделения водорода, а не закрепления на различных «ловушках»: дислокациях, границах раздела и т. п.

Если же водород вводится бомбардировкой образцов протонами высоких энергий, то в этом случае достигается большая концентрация дефектов и любая желаемая (в случае достаточно тонкого образца) глубина введения водорода. Равномерный нагрев материалов, насыщенных водородом на циклотроне (протонами с энергией 20 МэВ), приводил к выделению газа в отличие от нагрева образцов, бомбардированных протонами с энергией 70 кэВ.

Типичные кривые выделения водорода из облученных на циклотроне образцов стали OX16N15M3B и никеля во время нагрева со скоростью $7^\circ\text{C}/\text{мин}$ представлены на рисунке. Чтобы определить повторяемость результатов, для каждого материала снималось не менее двух кривых выделения водорода. Различие от образца к образцу заключалось в небольшом смещении температурных пиков ($\sim 20^\circ\text{C}$), характер же выделения газа не изменялся. Кривые выделения водорода из образцов стали OX16N15M3B и никеля характеризуются наличием трех пиков в диапазонах температур 430–450; 550–600 и 1050–1100°С. При температурах ниже 300°C выделения газа не наблюдалось. Так как диффузионная подвижность водорода значительна даже при комнатной температуре [2], отсутствие выделения водорода при температурах ниже 300°C говорит о том, что водород, находившийся в твердом растворе, выделялся из образца при комнатной температуре. Образцы, насыщенные водородом, хранились в течение 10 сут. Этот вывод подтверждается и отсутствием газовой выделенности из образцов, насыщенных водородом на установке ИЛУ-100. Пики на кривой выделения при температурах выше 300°C характеризуют, по-видимому, выделение атомов водорода из «ловушек» в виде микротрещин, пор, дислокаций, поверхностной раздела, атомов газовых примесей и т. п. [3]. Тогда расположение пиков на кривой газовой выделенности соответствует энергии активации процессов «отрыва» атомов газа от дислокаций, границ раздела и т. п. и их последующей диффузии к поверхности образца. При наличии газовой пористости возможно выделение газа в процессе его перерастворения из пузырьков, а также в результате миграции самих пузырьков. Данные многих исследователей косвенно подтверждают предположение о заполнении водородом микронесплошностей материала [3, 4], а автордиографические исследования [5] прямо подтверждают это

предположение. Окончательное установление и анализ механизмов выделения водорода из материалов в процессе их равно мерного нагрева требует дополнительных исследований.

Поступило в Редакцию 10/III 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скоров Д. М. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 4, с. 269.

2. Rossin D. In: Proc. «Power Reactor Technology and Reactor Fuel», 1967, v. 10, N 2, с. 102.

3. Heuman Th., Domke. «Ber. Kernforschungsanlage», Conf. 6, Julich, 1972, v. 2.

4. Louthman M., Dexter A. Donovan I. «J. Iron and Steel Inst.», 1972, v. 210, N 1, p. 57.

5. Shiraiishi Konsuke. «J. Nucl. Sci. and Technol.», 1972, v. 9, N 2, p. 69.

УДК 539.173.4:621.039.9

Измерение сечения деления ^{240}Pu на нейтронах ядерного взрыва

ФОМУШКИН Э. Ф., ГУТНИКОВА Е. К., НОВОСЕЛОВ Г. Ф., ПАНИН В. И.

Использование нейтронов ядерного взрыва для физических исследований, например измерения сечений деления различных изотопов методом времени пролета, дает ряд преимуществ по сравнению с другими импульсными источниками нейтронов [1].

В измерениях, проводимых американскими исследователями [2], осколки деления регистрируются полупроводниковыми детекторами. Обработка и запись токового сигнала с детектора проводится комплектом электронной аппаратуры. Система требует тщательной защиты от рассеянных нейтронов, γ -квантов и электромагнитных наводок.

Поэтому целесообразно для некоторых измерений на нейтронах ядерного взрыва использовать в качестве детектора осколков полимерную пленку, нечувствительную к другим видам излучений.

В нашей экспериментальной установке для измерения сечений деления пленка из поликарбоната с молекулярной массой 90 000* наклеивалась на обод барабана (рис. 1), вращающегося в момент нейтронного импульса со скоростью $\sim 10^4$ об/мин.

В нейтронном потоке вблизи поликарбонатной пленки устанавливались слои делящихся изотопов, осколки деления через узкий коллиматор попадали на пленку, образуя треки. Количество треков на участке пленки, соответствующем временному интервалу $t, t + \Delta t$, равно

$$\Delta n = \Phi [t(E_n)] \sigma_f(E_n) \Omega N_{\text{яд}} \Delta t, \quad (1)$$

где $\sigma_f(E_n)$ — сечение деления; $N_{\text{яд}}$ — количество делящихся ядер в слое; Ω — эффективность регистрации осколка, определяемая главным образом геометрическими размерами и взаимным расположением слоя и коллиматора; Φ — местный поток нейтронов в момент времени t ; t — время пролета нейтрона.

Временное и энергетическое разрешение в описываемой методике определяется скоростью вращения барабана, пролетным расстоянием и шириной щели коллиматора осколков:

$$\Delta t/L = \Delta x/vL, \quad (2)$$

где L — пролетное расстояние; v — линейная скорость перемещения пленки относительно коллиматора со слоем; Δx — ширина щели коллиматора.

В наших измерениях временное разрешение составило 12 нс/м, энергетическое разрешение при этом

$$\Delta E_n/E_n + 0,01 \sqrt{E_n \text{ (кэВ)}}. \quad (3)$$

* Разработка НИИ пластических масс.

Для учета фона рассеянных нейтронов вне прямого потока устанавливались коллиматоры со слоями исследуемых изотопов.

Измерение сечения деления ^{240}Pu проводилось относительным методом, в качестве опорного сечения предполагалось использовать сечение деления ^{235}U , но из-за механического повреждения не удалось получить результаты с пленки, регистрирующей осколки деления ^{235}U . В связи с этим в качестве репера использовались данные по ^{241}Pu . Сечение деления этого изотопа исследовано достаточно подробно [3]; в интервале 1—200 кэВ сечение описывается довольно гладкой кривой, характерной для изотопов с отрицательными порогами деления.

Определение эффективного количества делящегося вещества в слоях ^{240}Pu и ^{241}Pu , т.е. измерение $N_{\text{яд}} \Omega$ проводилось на низковольтном нейтронном генераторе по делению нейтронов с энергией 14,1 МэВ. При этом использовались результаты измерений Уайта и Варнера [4]. Точность «взвешивания» 6%. Поликарбонатные пленки обрабатывались 6,25 N раствором NaOH при температуре 42° С в течение 2 ч. Просмотр пленок и счет треков проводился с помощью микроскопа МБИ-9

Результаты измерения сечения деления ^{240}Pu нейтронами с энергией 2—100 кэВ показаны на рис. 2, приведенные ошибки — статистические. Сечение в этом

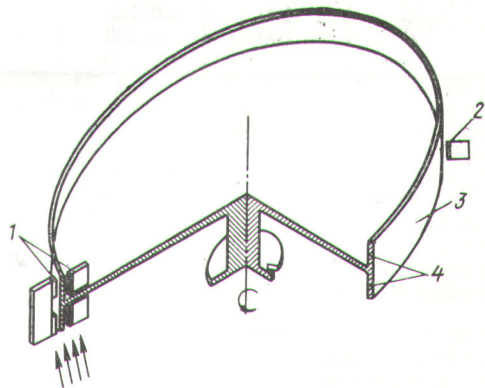


Рис. 1. Геометрия экспериментальной установки:

1 — коллиматоры со слоями делящихся изотопов; 2 — коллиматор со слоями для измерения фона рассеянных нейтронов; 3, 4 — полимерные пленки