

теля ~140 мм), а образцы в процессе отжига расположены в центре нагревателя, где градиент температуры по высоте нагревателя отсутствует, то их температура одинакова. Точность определения температуры исследуемого образца определяется точностью термомпары. Геттерно-ионный насос крепится к отжиговой камере через боковой фланец.

Вакуумная система установки предварительно откачивается до остаточного давления 10^{-7} — 10^{-8} мм рт.ст. и проводится дегазация рабочих узлов установки путем прогрева их внешними нагревателями до 450°C . Дегазация узлов установки завершается выводом нагревателя на заданную температуру (образец расположен вне зоны нагрева). Затем объем отжиговой камеры откачивается геттерно-ионным насосом, работающим в режиме сорбции, электроразрядный насос перекрывается от камеры высоковакуумным вентилем и исследуемый образец опускается в зону нагрева. Геттерно-ионный насос в режиме сорбции откачивает только химически активные газы [3], поэтому в рабочем

объеме накапливаются инертные газы, выделившиеся из образца в процессе отжига. Количество газа в рабочем объеме определяется с помощью прибора ИПДО-1 (точность определения 10%, чувствительность $3 \cdot 10^{-10}$ мм рт.ст.) [4]. Непрерывная работа геттерно-ионного насоса позволяет проводить отжиг образцов в вакууме порядка 10^{-7} мм рт.ст.

Поступило в Редакцию 18/XII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harries D. J. Brit. Nucl. Soc., 1966, v. 5, № 1, p. 74.
2. Barnes R. Nature, 1965, v. 206, № 4991, p. 1307.
3. Френсио А. Ф., Дженсен Р. Н. В сб.: Остаточные газы в электронных лампах. М., «Энергия», 1967, с. 196—205.
4. Аверина А. П. «Приборы и техника эксперимента», 1962, № 3, с. 123.

Влияние электронно-лучевого переплава на высокотемпературную пластичность стали 1X18Н10Т, облученной интегральным потоком $2,7 \cdot 10^{21}$ нейтр/см²

ВОРОБЬЕВ А. Н., БЫКОВ В. Н., БЕЛОМЫТЦЕВ Ю. С., ДМИТРИЕВ В. Д., СМЕЛОВА М. Е.

УДК 621.039.531:669.14.018.8

Известно, что облучение сталей и сплавов с аустенитной структурой приводит к высокотемпературному охрупчиванию (ВТРО), что проявляется в уменьшении пластичности при температурах около $0,5 T_{пл}$ ($^{\circ}\text{K}$) и выше [1—6]. Большинство исследователей основной причиной ВТРО аустенитных материалов считают гелий, образованный в результате ($n \rightarrow \alpha$)-реакций. В докладе, представленном советскими учеными на IV Женевскую конференцию, подробно изложены факторы, влияющие на ВТРО [1]. Одним из факторов, уменьшающих склонность металлов к ВТРО, является их чистота [1, 4].

Однако авторы работы [5] не обнаружили заметного положительного влияния чистоты на пластичность облученных сталей. Таким образом, опубликованные данные не позволяют сделать определенного вывода о влиянии чистоты на высокотемпературные свойства облученных сталей.

В настоящей работе исследовалось влияние облучения нейтронами на высокотемпературную пластичность стали 1X18Н10Т, полученной электродуговой и электронно-лучевой плавками. Химический состав исследованных сталей по основным элементам приведен в таблице. Сталь, полученная электронно-лучевой плавкой, содержит значительно меньше марганца по сравнению со сталью, полученной обычным способом. По другим легирующим элементам состав стали обеих плавков не отличается от марочного. В стали, полученной электронно-лучевой плавкой, примесей содержится в два—пять раз меньше, чем в стали, полученной обычным способом.

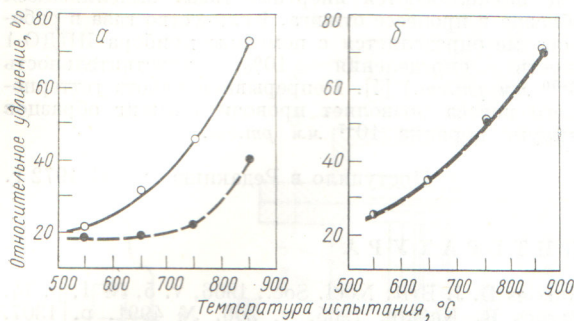
Плоские образцы сечением $0,5 \times 2$ мм и расчетной длиной 7,5 мм вырубались из полос, прокатанных с обжатием на 60%, и отжигались в течение 0,5 ч при температуре 850°C . Затем образцы облучались в реак-

Химический состав исследованных сталей

Способ получения стали	Содержание элементов, вес. %						
	C	Si	Mn	Cr	Ni	Ti	Fe
Электродуговая плавка	0,12	0,24	1,10	17,0	10,8	0,57	ОСН
Электронно-лучевая плавка	0,12	0,40	0,12	16,0	10,3	0,86	ОСН

торе БР-5 при 450 — 500°C до интегрального потока $2,7 \times 10^{21}$ нейтр/см². Нейтроны с $E \geq 1$ Мэв составляли 30%. Испытание на растяжение проводилось в вакууме в интервале температур 550 — 850°C при начальной скорости растяжения $2,2 \times 10^{-3}$ сек⁻¹. Результаты испытаний облученных и необлученных образцов стали приведены на рисунке.

Было установлено, что с увеличением температуры испытания относительное удлинение необлученной стали обеих плавков непрерывно увеличивается, причем величина удлинения мало зависит от способа получения стали. После облучения пластичность стали, полученной обычным способом, возрастает с увеличением температуры испытания выше 550°C , оставаясь по величине меньше пластичности необлученной стали. Подобное изменение пластичности облученных сталей наблюдали и ранее [7, 8]. Для стали 1X18Н10Т, полученной электронно-лучевой плавкой, облучение не повлияло на высокотемпературную пластичность вплоть до 850°C .



Высокотемпературная пластичность стали 1X18N10T:
 а — электродуговая плавка; б — электронно-лучевая плавка;
 — до облучения; — — после облучения при температуре 450—500°С интегральным потоком нейтронов $2,7 \cdot 10^{21}$ нейтр/см².

Таким образом, приведенные результаты показывают, что высокотемпературная пластичность облученных металлов работами в значительной степени зависит от способа их получения (химического состава и чистоты в исходном состоянии), такие же выводы были сделаны в работах [1, 4].

Сталь 1X18N10T может быть получена в состоянии, в котором она не подвержена высокотемпературному

охрупчиванию при облучении интегральным потоком до $2,7 \cdot 10^{21}$ нейтр/см². Количество продуктов ядерных реакций (гелия, лития, водорода и пр.), которое образуется в стали 1X18N10T электронно-лучевой плавки в процессе облучения интегральным потоком $2,7 \times 10^{21}$ нейтр/см², оказывается недостаточным, чтобы вызвать высокотемпературное охрупчивание.

Поступило в Редакцию 8/II 1973.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аганова Н. П. и др. IV Женевская конференция (1971), доклад 49/P/453 (СССР).
2. Bahm H. e. a. Z. Metallkunde, 1966, v. 57, p. 352.
3. Harries D. J. Brit. Nucl. Energy, 1966, v. 5, p. 74.
4. Andre J. e. a. X Colloque de Metallurgie «Fragilite at Effect Irradiation». Sacley, 1968, p. 199.
5. Garzarolli F. e. a. J. Nucl. Materials, 1968, v. 28, p. 280.
6. Вотинов С. Н. и др. В кн.: Радиационная физика твердого тела и реакторное материаловедение. М., Атомиздат, 1970, с. 82.
7. Ибрагимов Ш. Ш., Воронин П. М. «Атомная энергия», 1966, т. 20, с. 137.
8. Bloom E., Stiegler J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, v. 14, p. 557.

Аппроксимация временных зависимостей импульсного гамма-гамма-каротажа

Дядькин И. Г., Красильников Б. Н., Старицов В. Н.

УДК 550.835

Импульсный γ - γ -каротаж (ИГГК) основан на изменении временного распределения рассеянного в горной породе γ -излучения импульсного источника и повышает надежность определения плотности горной породы, так как значительно уменьшает влияние ближней зоны [1].

В настоящей статье предлагаются формулы для определения временного распределения рассеянного в породе γ -излучения при различных длинах зондов и показано их хорошее совпадение с результатами расчетов методом Монте-Карло. Эти формулы получены преобразованием известных нестационарных решений кинетического уравнения переноса нейтронов.

Для расчета полей γ -квантов в геофизике часто пользовались в стационарном случае диффузионным приближением [2, 3], заимствованным из теории переноса нейтронов и позволяющим оценить характер зависимости результатов измерений от плотности горных пород и диаметра скважин.

Есть основания считать похожими временные распределения γ -квантов импульсного источника и нейтронов в водородсодержащих средах. Имеется в виду рассеяние γ -квантов ⁶⁰Со в горных породах с плотностями до 3 г/см³ и замедление нейтронов от ~5 Мэв до ~100 эв в тех же горных породах.

Это подтверждается следующим образом:

1. Испускаемый ⁶⁰Со γ -квант испытывает в среднем больше 10 соударений, прежде чем потеряет энергию до 0,05 Мэв, когда практически поглощается вследствие

фотоэффекта. В сильноводородсодержащих средах нейтроны также испытывают ~10 соударений.

2. Пробеги нейтронов с уменьшением энергии падают из-за увеличения сечения рассеяния на водороде. Для γ -квантов самую существенную роль также играют первые пробеги вследствие роста сечений с энергией.

3. Индикатрисы рассеяния γ -квантов и нейтронов различны, однако для тех и других характерно преимущественное рассеяние вперед.

4. Пространственное распределение нейтронов в водородсодержащих средах так же, как для γ -квантов, почти чисто экспоненциальное.

5. Хотя скорость квантов постоянна, а скорость нейтронов при миграции уменьшается, практически в распределении нейтронов с энергией E основную роль играет «последняя» скорость $V = \frac{\sqrt{2E}}{M}$ [4—6].

Поэтому при ИГГК следует ожидать тот же характер временной зависимости, что и у надтепловых нейтронов при импульсном нейтронном каротаже (но с другими параметрами).

Импульсный нейтронный каротаж хорошо описывается распределением типа Пуассона [5, 6].

$$J(t) = \left(\frac{vt}{l}\right)^{\frac{2}{\xi}} e^{-\frac{vt}{l}}, \quad (1)$$