

Рис. 2. Зависимость значений различных параметров каскада от P/L :

1 — η ; 2 и 3 — c_p ; 4 — $\Delta \ln q / \ln q$

дующим образом. В безотборном режиме ($P/L = 0$), как известно, $\eta = 0$. При увеличении отбора η также растет. Однако при достаточно больших отборах, когда градиент концентрации в каскаде становится малым, условия разделения ухудшаются и КПД начинает уменьшаться. Таким образом, для каскада с заданным числом ступеней зависимость $\eta = f(P/L)$ должна иметь максимум.

На рис. 2 изображены зависимости КПД формы и концентраций в отборе c_p , рассчитанных по разным методам при $\alpha_0 = 1,1$. Здесь же показана зависимость относительного отклонения фактора разделения $\Delta \ln q / \ln q$, величина которого пропорциональна ошибке в определении числа ступеней. Интересно, что максимум кривой КПД формы совпал с максимумом функции $\Delta \ln q / \ln q$. Из рис. 2 видно, что при $\alpha_0 = 1,4$ применение приближения слабого обогащения (кривая 2) дает значительную погрешность в определении отбора и числа ступеней.

На рис. 3 показано, что погрешности $\Delta \ln q / \ln q$ и $\Delta P/P$ растут по квадратичному закону, это связано, по-видимому, с влиянием в этой области членов $\sim (\alpha_0 - 1)^2$, которыми в приближенной методике пренебрегают, на изменения α_0 . Кривые построены при значениях P/L , соответствующих максимуму КПД формы.

Таким образом, при расчете каскадов целесообразно использовать теорию произвольного обогащения. Применение приближения слабого обогащения оправдано только при малом значении статического коэффициента

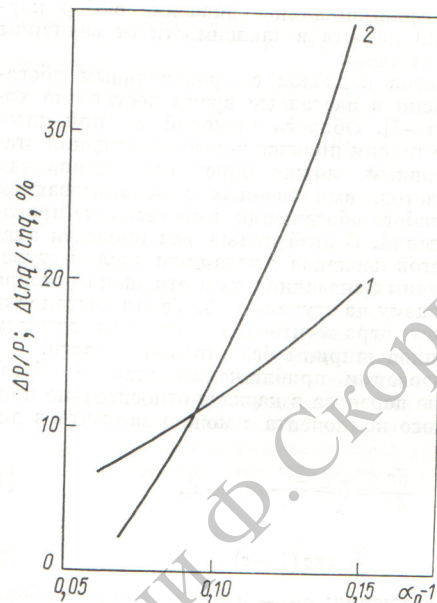


Рис. 3. Зависимость относительного отклонения отбора (1) и фактора разделения (2) от α_0

разделения ($\alpha_0 - 1 \ll 0,1$), когда мала систематическая погрешность. Указанное приближение позволяет в этом случае сократить расход машинного времени.

Поступило в Редакцию 23/VI 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гвердцители И. Г., Пхакая В. К. В сб.: Получение изотопов. Труды Всесоюз. конф. по применению изотопов. М., Изд-во АН СССР, 1958, с. 113.
2. Selecki A. Rozdzielanie izotopow naturalnych. Warszawa, 1965.
3. Бенедикт М., Пигфорд Т. Химическая технология ядерных материалов. М., изд. ГУ ИАЭ при СМ СССР, 1960.
4. Колокольцов Н. А., Лагунцов Н. И. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 6, с. 560.
5. Колокольцов Н. А., Лагунцов Н. И. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 300.
6. Колокольцов Н. А., Лагунцов Н. И., Сулаберидзе Г. А. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 4, с. 259.
7. Лагунцов Н. И. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 3, с. 205.

УДК 539:1.074.88

Регистрация нейтронов водородсодержащими детекторами

КРАМЕР-АГЕЕВ Е. А., ПАРХОМОВ А. Г., ТРОШИН В. С., ШУБЦОВ М. И.

Одной из важных характеристик поля излучения реакторов является спектр быстрых и промежуточных нейтронов. Использование делящихся и активационных детекторов обеспечивает изменение спектра нейтронов реактора в области энергии до 26 кэВ и выше

0,6 МэВ. Методы измерения спектра нейтронов в диапазоне 26 кэВ — 0,6 МэВ или крайне трудоемки, или недостаточно хорошо разработаны [1, 2].

В настоящей работе рассмотрена возможность применения двойных камер (полиэтиленовая и графитовая

стенка, этилен и углекислый газ соответственно) или калориметров (полиэтилен — графит), измеряющих в качестве пороговых детекторов поглощенную дозу нейтронов в водороде. Совокупность детекторов с различными эффективными энергетическими порогами, включая водородсодержащий детектор, позволяет определить интегральный спектр нейтронов, а затем рассчитать и дифференциальный спектр [3]. Для расчета эффективного порогового сечения по методу Грундла — Узнера [4] использовался набор тестовых спектров, практически охватывающих все многообразие вариантов: спектр деления, спектры пучков реактора БР-5, экспериментальных каналов ИРТ-2000 и ВВР, спектр утечки нейтронов из тяжеловодной графитовой сборки и спектр реактора Ферми.

Зависимость максимального отклонения поглощенной дозы нейтронов, отнесенной к флюенсу нейтронов с энергией выше выбранного порога, для этих спектров изображена на рисунке. При выборе порога регистрации 300 кэВ обеспечена независимость от вида спектра с погрешностью менее 10%. Поглощенная доза нейтронов в полиэтилене, отнесенная к флюенсу (порог 300 кэВ), равна $4,4 \cdot 10^{-9}$ рад·см²/нейтр.

Суммарная поглощенная доза реакторного излучения может быть измерена с погрешностью 2—5%. При соотношении доз в графите и полиэтилене от 0,1 до 0,7 погрешность определения нейтронного компонента дозы в водороде не превосходит 12% [5]. Если рассматривать эти погрешности как независимые, то точность определения флюенса или плотности потока нейтронов с энергией выше 0,3 МэВ будет ~16%.

Поступило в Редакцию 23/IX 1975 г.

УДК 621.039.531

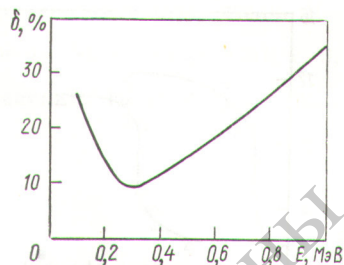
Неаддитивность теплового и радиационного охрупчивания стали при нейтронном облучении

БАДАНИН В. И., НИКОЛАЕВ В. А.

Корпуса водо-водяных реакторов АЭС по существующим правилам [1] рассчитываются на сопротивление разрушению. Важнейшим параметром материала является T_K , значение которой в процессе эксплуатации возрастает вследствие нейтронного облучения, термического старения и циклического нагружения. Действие этих факторов, согласно [1], принимается аддитивным и учитывается по результатам соответствующих экспериментов.

Основанием для подобного подхода служит, в частности, то обстоятельство, что опыты по облучению проводятся, как правило, ускоренно при большой плотности нейтронного потока в исследовательских реакторах, так что предельные дозы облучения материала достигаются за сравнительно короткий срок. В эксплуатационных условиях материал корпуса работает при повышенной температуре весьма длительное время (десятки и сотни тысяч часов), в течение которого вполне реально развитие теплового охрупчивания. Этот процесс рассматривается как независимый, и его вклад добавляется к повышению T_K , вызванному радиационным повреждением материала. Такая методика основана на данных работы [2], согласно которым сталь,

Зависимость максимальной погрешности определения плотности потока нейтронов различных реакторных спектров от эффективного порога]



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гречко В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С. В сб.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т. 1. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1974, с. 76.
2. Кошаева К. К., Крайтор С. Н., Пикельнер Л. Б. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 68.
3. Трошин В. С., Крамер-Агеев Е. А. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 1, с. 37.
4. Grundl J., Usner A. «Nucl. Sci. and Engng», 1960, в. 8, р. 598.
5. Махлис Ф. А., Колпаков И. М. «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 1, с. 48.

предварительно охрупченная за счет сочетания холодной деформации и последующей выдержки при температуре 260 и 340° С, после облучения обнаруживает практически такое же повышение T_K , как и сталь в состоянии первоначальной обработки. Но в подобных опытах эффект старения, очевидно, нельзя отождествлять с тепловым охрупчиванием. По существующим представлениям [4], деформационное старение есть результат взаимодействия возникших при наклепе дислокаций с атомами элементов, образующих с железом растворы внедрения (N, C).

Тепловое охрупчивание, возникающее при длительном пребывании недеформированной стали в интервале температуры 300—500° С, является следствием образования зернограницных сегрегаций таких примесей, как P, Sb, As [4]. Последние играют важную роль и в радиационном охрупчивании стали [5, 6]. Учитывая также отмечавшуюся корреляцию между склонностью стали к радиационному и тепловому охрупчиванию [6], можно было полагать, что эти явления взаимосвязаны и потому их влияние неаддитивно.

Чтобы проверить такое предположение, сравнивалось радиационное охрупчивание некоторых типов