

зовании интегратора емкостью 60 κ интегрирование в потоке $3 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек возможно в течение года.

При больших длительностях измерения может возникнуть необходимость введения поправки на выгорание родиевого эмиттера ДПЗ, которая в потоке 10^{14} нейтр/см²·сек составляет 0,5% за сто часов [3]. В этих условиях можно рекомендовать использование ДПЗ с ванадиевым эмиттером, выгоранием которого с точностью до 1% в год можно пренебречь.

Поступило в Редакцию 5/IX 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Бабулевич и др. «Атомная энергия», 34, 465 (1971).
2. П. С. Лидоренко, Г. Я. Воронков. «Электротехническая промышленность», 307, 12 (1968).
3. A. Endler. Kernenergie, 13, 45 (1970).

Влияние интенсивного реакторного облучения на модуль сдвига и внутреннее трение железа

Э. У. ГРИНИК, А. И. ЕФИМОВ, В. С. КАРАСЕВ, В. С. ЛАНДСМАН, М. И. ПАЛИОХА

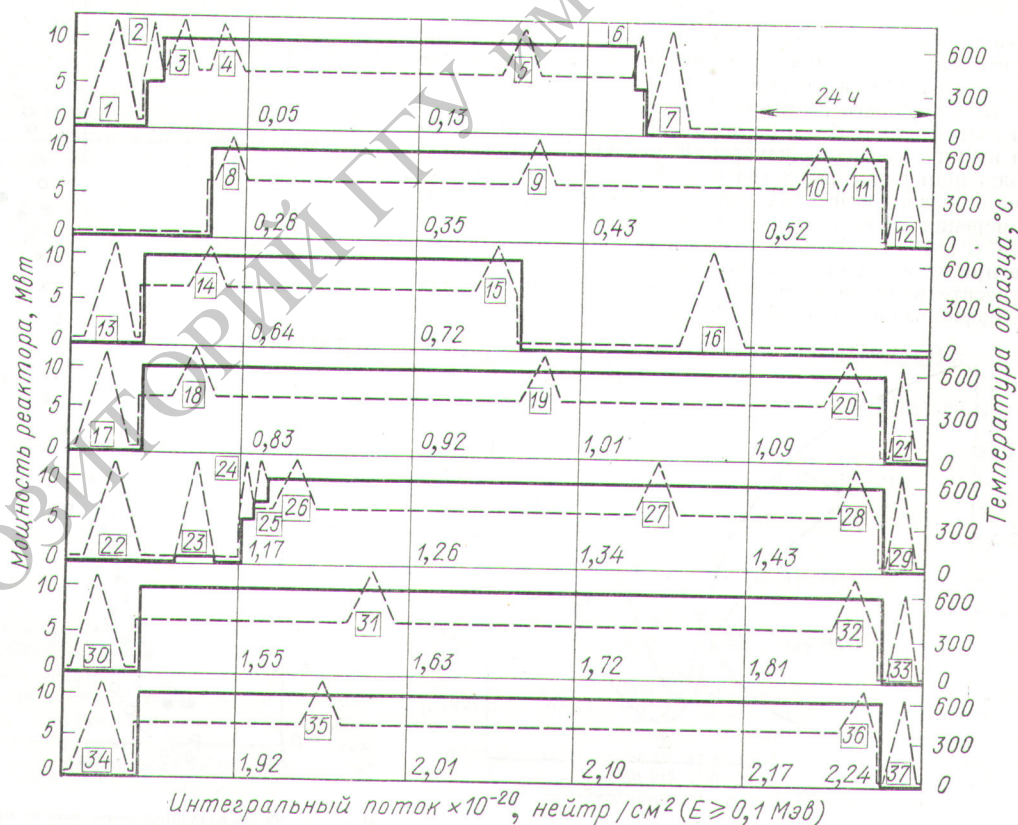
УДК 539.67:546.72

В настоящей работе приведены некоторые результаты исследования модуля сдвига и внутреннего трения железа в процессе реакторного облучения до интегрального потока $\sim 2,2 \cdot 10^{20}$ нейтр·см⁻² ($E \geq 0,1$ Мэв) при интенсивности $\sim 10^{14}$ нейтр·см⁻²·сек⁻¹ (мощность реактора 10 Мвт).

Экспериментальная установка [1] состояла из ампулы с обратным крутильным маятником, помещенной в вертикальном канале активной зоны реактора ВВР-М,

и дистанционных систем, предназначенных для регистрации затрат энергии на поддержание постоянной амплитуды вынужденных колебаний образца, измерения резонансной частоты этих колебаний и температуры образца. Погрешность определения модуля сдвига, внутреннего трения и температуры облучения не превышала 2%.

Образец поликристаллического железа (диаметр 0,8 мм, длина 70 мм), содержащий примеси в количе-



Р и с. 1. Режим облучения образца железа:

— мощность реактора; - - - температура образца (цифры 1—37 указывают порядковый номер экспериментов).

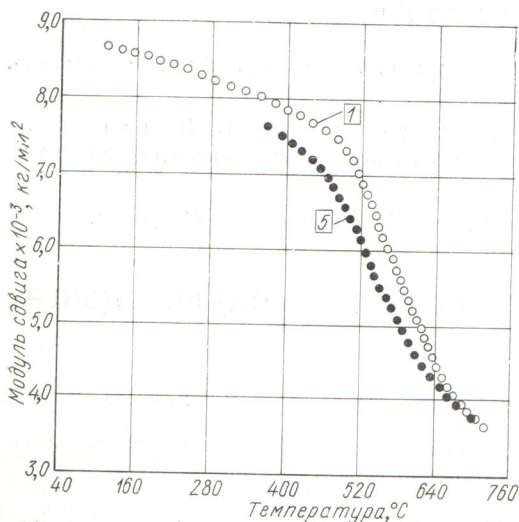


Рис. 2. Температурная зависимость модуля сдвига железа в исходном состоянии (1) и в процессе реакторного облучения (5) интенсивностью 10^{14} нейтр. см⁻²сек⁻¹ ($E \geq 0,1$ Мэв).

стве не более 10^{-2} вес.%, после монтажа в захватах крутильного маятника отжигался в течение 1 ч при температуре 750° С в вакууме 10^{-4} торр.

При мощности реактора 10 Мвт температура образца составляла 400° С и на короткий период повышалась во время проведения измерений до 700° С, а при остановленном реакторе, когда радиационное тепловыделение в образце и деталях ампулы было незначительным, измерения проводились в диапазоне температур 60—700° С (рис. 1). Частота резонансных колебаний образца при этом менялась в пределах 5—8 гц. Амплитуда относительной деформации на поверхности образца поддерживалась равной $3 \cdot 10^{-5}$.

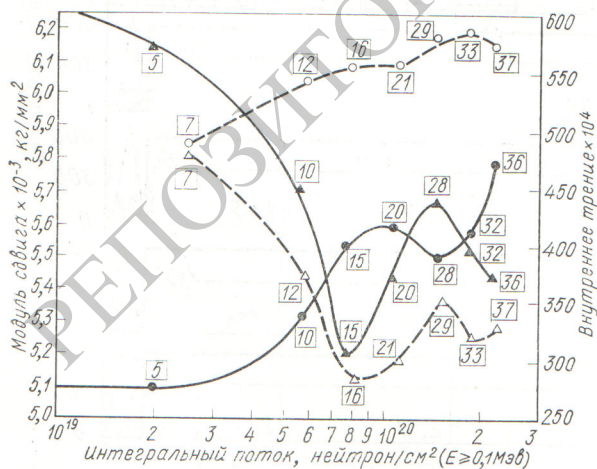


Рис. 3. Зависимость модуля сдвига (O, ●) и внутреннего трения (Δ, ▲) железа при температуре 580° С от интегрального потока в процессе облучения (●, ▲) и вне поля нейтронного излучения (O, Δ).

Результаты исследования зависимости модуля сдвига и внутреннего трения железа от температуры, интенсивности и интегральной дозы облучения приведены на рис. 2—4 (на рис. 2—4 цифры у кривых указывают порядковый номер эксперимента в соответствии с рис. 1).

Следует отметить, что значение модуля сдвига железа в процессе нейтронного облучения существенно меньше по сравнению со значением в условиях, когда нейтронный поток отсутствует (см. рис. 2, 3). Это изменение модуля сдвига связано с повышением концентрации точечных дефектов в процессе облучения и может быть вызвано снижением линейной плотности энергии дислокаций, диффузионным освобождением дислокаций от точек закрепления, переполнением части дислокаций в плоскости скольжения и пр. Согласно работе [2], переполнение дислокаций уменьшает модуль сдвига металлов на 17%, а в том случае, когда деформация сдвига обусловлена только скольжением дислокаций, произвольно распределенных по различным системам, — только на 4%. Уменьшение модуля сдвига в наших опытах при температуре облучения 580° С достигало 12%, что согласуется с приведенными выше значениями. Аналогичное изменение модуля сдвига (на 16—18%) наблюдается в металлах после низкотемпературной деформации, обеспечивающей значительное повы-

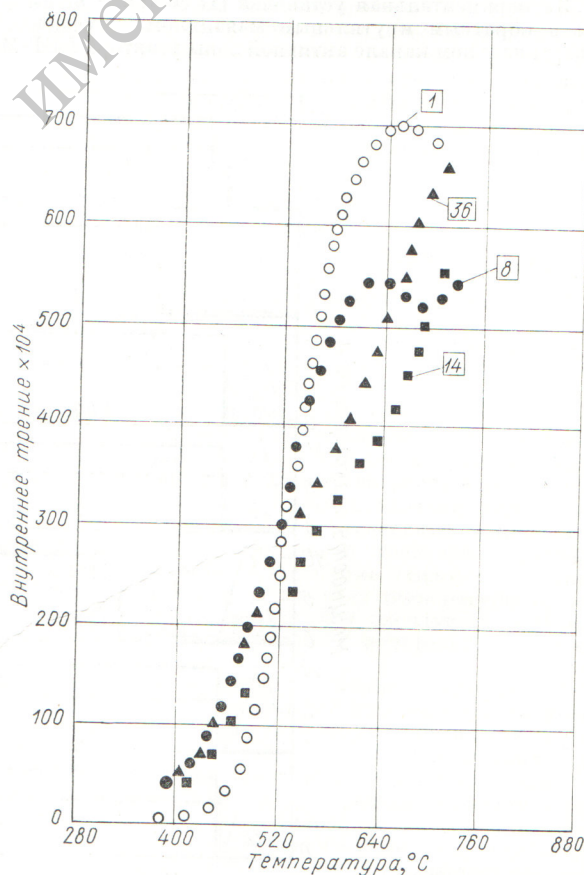


Рис. 4. Температурная зависимость внутреннего трения железа в исходном состоянии (O) и в процессе облучения при различных интегральных потоках ($E \geq 0,1$ Мэв):

● — $0,26 \cdot 10^{20}$ нейтр. см⁻²; ■ — $0,50 \cdot 10^{20}$ нейтр. см⁻²; ▲ — $2,2 \cdot 10^{20}$ нейтр. см⁻².

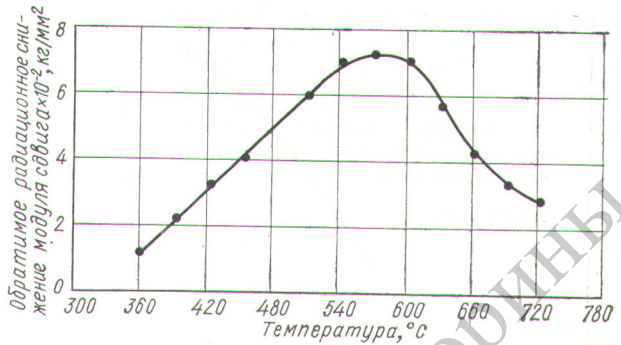
шение концентрации точечных дефектов [3]. По мере увеличения интегрального потока нейтронов модуль сдвига железа растет, что связано с увеличением концентрации и размеров скоплений радиационных дефектов, закрепляющих дислокации. Характерно, что в процессе облучения такой рост происходит значительно быстрее (см. рис. 3), так как образующиеся скопления являются одновременно эффективными стоками, значительно понижающими концентрацию избыточных точечных дефектов [4], в результате чего и происходит наблюдаемое повышение модуля сдвига.

В интервале интегральных потоков $(0,9 \div 1,5) \times 10^{20}$ нейтр.см⁻² модуль сдвига в процессе облучения несколько снижается (приблизительно на $1,2 \cdot 10^2$ кг.мм⁻²). Это может быть связано с преобразованием вакансионных скоплений, достигших соответствующих размеров, в дислокационные петли, что приводит к быстрому снижению модуля.

Представленные на рис. 3 изменения внутреннего трения и модуля сдвига железа в процессе облучения хорошо коррелируют, т.е. снижение внутреннего трения сопровождается ростом модуля сдвига, и наоборот. Внутреннее трение вне поля нейтронного излучения отличается от внутреннего трения в процессе облучения на 5—20%, в зависимости от интегральных потоков. При этом изменение внутреннего трения минимально при дозах, соответствующих минимальному снижению модуля сдвига.

На рис. 5 приведена полученная по данным опытов 28 и 29 температурная зависимость обратимой составляющей снижения модуля сдвига, которая появляется при включении реактора и исчезает при его остановке. Из рис. 5 следует, что при температуре $\sim 0,5 T_{пл}$ (580°C) снижение модуля сдвига железа имеет максимальную величину. Уменьшение обратимой составляющей снижения модуля сдвига при температуре более 580°C , по-видимому, связано с отжигом радиационных дефектов.

Зернограничный максимум внутреннего трения железа с увеличением интегрального потока нейтронов уменьшается и уже при потоке $\sim 0,5 \cdot 10^{20}$ нейтр.см⁻²



Р и с. 5. Температурная зависимость абсолютного значения обратимой составляющей дефекта модуля сдвига железа при интегральном потоке $1,5 \cdot 10^{20}$ нейтр.см⁻² ($E \geq 0,1$ Мэв).

вырождается в перегиб (см. рис. 4). Это явление, так же как и изменение модуля сдвига, обусловлено ростом плотности скоплений радиационных дефектов, которые уменьшают скольжение границ зерен. Дальнейшее изменение внутреннего трения в области температур зернограничной релаксации связано с изменением высоко-температурного фона внутреннего трения (пик зернограничной релаксации не проявляется).

Поступило в Редакцию 9/VIII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Карасев и др. «Атомная энергия», 33, вып. 3, 777 (1972).
2. Ж. Фридель. Дислокации. Перев. с англ. под ред. А. Л. Ройтбруда. М., «Мир», 1967, стр. 278.
3. M. Druyvestein et al. Physica, 25, 1271 (1959).
4. S. Harkness et al. Nucl. Appl. and Technol., 9, 24 (1970).

Токи электронов, возбуждаемые гамма-излучением в веществе

А. В. ЖЕМЕРЕВ, Ю. А. МЕДВЕДЕВ, Б. М. СТЕПАНОВ, Г. Я. ТРУХАНОВ

УДК 539.124.17

Перенос γ -излучения в веществе сопровождается различного рода электромагнитными явлениями [1, 2], которые вызываются токами электронов, выбиваемых γ -квантами из атомов вещества. Ниже приведены выражения, связывающие ток электронов с характеристиками поля γ -излучения в веществе, состоящем из легких элементов. Основные конкретные результаты получены для воздуха.

При постановке задачи о токах электронов, генерируемых в веществе потоком γ -квантов, предполагаем, что поток γ -излучения медленно меняется за время, в течение которого происходит торможение быстрых электронов, например для воздуха при нормальных условиях это время составляет $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ сек. Кроме того, пренебрежем эффектами образования пар (для легких элементов с $Z < 25$ подобное приближение справедливо при энергиях γ -квантов, меньших 3 Мэв) и пространственным изменением потока γ -квантов на расстояниях порядка длины пробега быстрого электрона (практически всегда пробег γ -кванта много боль-

ше пробега электрона). Тогда ток электронов, возбуждаемый потоком γ -квантов в веществе, есть

$$\begin{aligned}
 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = & \int \int d\epsilon d\Omega' \int d\Omega \Omega f(\mathbf{r}, \Omega, \epsilon, t) \times \\
 & \times \left[\frac{d\sigma_k(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\epsilon_e) \rho_e(\mathbf{r}, t) + \right. \\
 & \left. + \frac{d\sigma_\phi(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'} l(\epsilon_e) \rho_{ат}(\mathbf{r}, t) \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $f(\mathbf{r}, \Omega, \epsilon, t) d\Omega d\epsilon dt dS$ — число γ -квантов, перелетающих площадку dS через элемент телесного угла $d\Omega$ около направления Ω (Ω — нормаль к площадке dS) с энергией в интервале от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ в момент времени от t до $t + dt$; $\frac{d\sigma_k(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'}$ — дифференциальное сечение рассеяния электрона в направлении Ω' γ -квантом с энергией ϵ , летящим в направлении Ω ; $\frac{d\sigma_\phi(\epsilon, \Omega, \Omega')}{d\Omega'}$ —