ЖЭТФ, 1999, том 115, вып. 1, стр. 126–140 ©1999

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВА КАК ПРИЧИНА ЭФФЕКТА СЕЛЕКТИВНОГО УСИЛЕНИЯ ЗАХВАТА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПОДБАРЬЕРНОМ ОТРАЖЕНИИ

С. С. Арзуманов, С. Т. Беляев, Л. Н. Бондаренко, С. М. Иванов, Е. И. Коробкина, А. Н. Любимов, В. И. Морозов, А. И. Рязанов, Ю. Н. Панин, А. И. Фомин, С. М. Чернявский*

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

*П. Гельтенборт†, М. Пендлебери**

Institute Laue-Langevin
38042, Grenoble Cedex 9, France

*К. Шреккенбах**

Technical University
D-85747, Garching, Germany

Поступила в редакцию 3 июня 1998 г.

Методом нейтрон-радиационного анализа исследован процесс подбарьерного отражения ультрахолодных нейтронов от поверхности нержавеющей Fe-Ni-Cr-стали, стабилизированной титаном. Обнаружен эффект значительного по сравнению с теорией селективного увеличения вероятности захвата нейтронов ядрами среды. Дано объяснение эффекту, связанному с существованием титаносодержащих кластеров и структурных нарушений, искажающих форму распределения эффективного потенциала взаимодействия ультрахолодных нейтронов с поверхностью вещества.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предварительной публикации [1] сообщалось, что при исследовании подбарьерного отражения ультрахолодных нейтронов от нержавеющей стали 1Х18Н9Т обнаружено не укладывающееся в теорию усиление захвата этих нейтронов основными элементами, входящими в ее состав. Дальнейшее изучение с помощью электронной микроскопии структурных особенностей стали позволило объяснить физический механизм усиления как проявление кластерной структуры вещества, меняющей характер процесса захвата ультрахолодных нейтронов по сравнению с простой моделью этого взаимодействия для гомогенной полиэлементной среды.

Известно, что для среды, содержащей несколько элементов q, равномерно распределенных по объему с относительной ядерной концентрацией c_i, полная вероятность взаимодействия ультрахолодных нейтронов с поверхностью представляет собой сумму

* E-mail: bond@foton.polyn.kiae.su
† P. Geltenbort, J. Pendlebury, K. Schreckenbach.

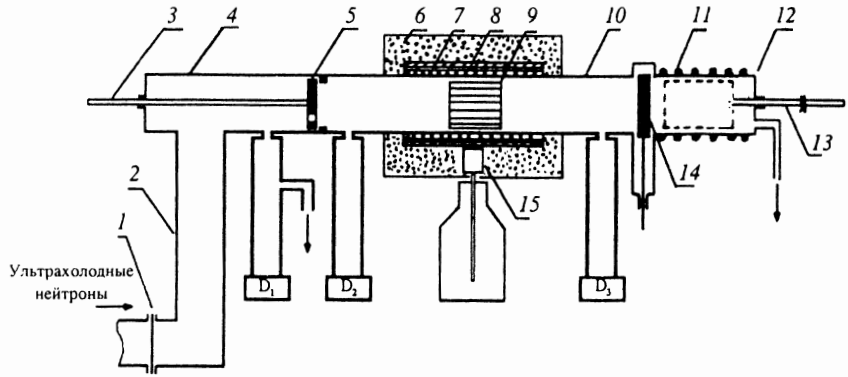


Рис. 1. Схема установки: *1* — входная Al-фольга, *2* — вертикальный нейтроновод, *3* — шток перемещения входной диафрагмы, *4* — входная камера, *5* — подвижная входная диафрагма, *6* — свинцовая защита, *7* — конвертор ^{10}B, *8* — кожух с нагревателем и тепловым экраном, *9* — образец, *10* — сосуд ультрахолодных нейтронов, *11* — нагреватель, *12* — камера отжига, *13* — шток перемещения образца, *14* — вакуумный шибер, *15* — Ge-детектор, D_1, D_2, D_3 — детекторы ультрахолодных нейтронов

парциальных вероятностей захвата μ_c^i конкретным элементом среды и вероятности неупругого рассеяния μ_{ie}:

$$\mu = \mu_{ie} + \sum_{i=1}^{q} \mu_c^i, \tag{1}$$

где величины $\mu_{ie} = \eta_{ie} f(v)$ и $\mu_c^i = \eta_c^i f(v)$ задаются соотношениями:

$$f(v) = 2y^{-2}\left[\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}\right],$$

$$\eta_{ie} = k\sigma_{ie}/4\pi\bar{b}, \quad \eta_c^i = k\sigma_c^i c_i/4\pi\bar{b}.$$

Здесь v — скорость нейтрона, $y = v/v_{lim}$, $v_{lim} = \sqrt{2E_{lim}/m}$ — граничная скорость среды, m — масса нейтрона, $E_{lim} = h^2 N\bar{b}/2\pi m$ — граничная энергия среды, N — число ядер в единице объема, $\bar{b} = \sum_{i=1}^{q} c_i b_i$ — усредненная по элементному составу среды длина когерентного рассеяния, k — волновое число, σ_{ie} — сечение неупругого рассеяния, σ_c^i — усредненное по изотопному составу сечение захвата i-того элемента.

Экспериментальная проверка теории взаимодействия ультрахолодных нейтронов со средой при подбарьерном отражении стала возможной с появлением метода нейтрон-радиационного анализа на ультрахолодных нейтронах [2]. В настоящей работе этот метод был применен для изучения процесса взаимодействия ультрахолодных нейтронов с нержавеющей сталью как путем захвата, так и неупругого рассеяния.

Схема установки приведена на рис. 1. Исследуемый образец облучался ультрахолодными нейтронами в цилиндрическом сосуде из нержавеющей стали длиной 112 см и диаметром 8.8 см. Образец, приготовленный из нержавеющей стали 1Х18Н9Т, представлял собой электрополированную фольгу толщиной 200 мкм в форме спирали шириной 10 см и внешним диаметром 8 см с полной площадью $S = 3120$ см^2.

Нейтроны из источника ультрахолодных нейтронов поступали в сосуд по вертикальному нейтроноводу через входную диафрагму с отверстием площадью $S_0 = 0.785$ см^2, либо через все сечение сосуда, когда диафрагма удалялась. Спектр скоростей ультрахолодных нейтронов в сосуде был сосредоточен в интервале от 0 до 4.4 м/с при средней скорости $\overline{v} = 3.8(2)$ м/с. Плотность потока ультрахолодных нейтронов в сосуде и на его входе измерялась с помощью трех газовых пропорциональных детекторов D_1, D_2, D_3, подключенных к сосуду через отверстия с площадью S_0. Для регистрации γ-квантов, возникающих на поверхности образца при захвате ультрахолодных нейтронов, использовался Ge(Hp)-детектор на основе сверхчистого Ge с разрешением 2 кэВ при энергии γ-квантов 1 МэВ. Неупруго рассеянные ультрахолодные нейтроны регистрировались с помощью конвертора из ^{10}B толщиной 1 см, расположенного между сосудом и входным окном детектора. В реакции $n + {}^{10}\mathrm{B} = \alpha + {}^{7}\mathrm{Li}$ с вероятностью 0.96 ядро ^{7}Li образуется в возбужденном состоянии и испускает γ-квант с энергией 477 кэВ, который регистрируется детектором.

При измерении фона или обезгаживании образца последний выводился из сосуда в специальную камеру, отделенную от сосуда вакуумным шибером. Вакуум в сосуде поддерживался на уровне $2 \cdot 10^{-5}$–$5 \cdot 10^{-6}$ Торр, вакуум в камере был $\approx 10^{-3}$ Торр.

При измерении полного коэффициента потерь ультрахолодные нейтроны поступали в сосуд через диафрагму. Из скоростей счета j_1, j_2, j_3 детекторов D_1, D_2, D_3 определялась величина

$$\overline{\mu}S + \overline{\mu}_t S_t = \frac{2(j_1 - 2j_2 - j_3)S_0}{j_2 + j_3}, \tag{2}$$

где $\overline{\mu}$ и $\overline{\mu}_t$ — усредненные по потоку ультрахолодных нейтронов полные коэффициенты потерь соответственно для поверхности образца и сосуда, S_t — площадь сосуда. При выведенном из сосуда образце определялась величина $\overline{\mu}_t S_t$. В результате двух измерений разностным методом вычислялась величина $\overline{\mu}$ для образца.

Для измерения вероятности неупругого рассеяния и парциальных коэффициентов захвата ультрахолодных нейтронов диафрагма удалялась, чтобы они поступали в сосуд через все сечение. Усредненная по спектру скоростей нейтронов вероятность неупругого рассеяния определялась как

$$\overline{\mu}_{ie} = \frac{2j_{ie}S_0\varepsilon}{(j_2 + j_3)S\varepsilon_{ie}}, \tag{3}$$

где j_{ie} — скорость счета импульсов в пике полного поглощения γ-лучей с энергией 477 кэВ, ε_{ie} — эффективность регистрации ультрахолодных нейтронов, неупруго рассеянных на поверхности образца, регистрируемых по j_{ie}, ε — эффективность регистрации ультрахолодных нейтронов, прошедших через входные отверстия детекторов. Отношение $\varepsilon_{ie}/\varepsilon$ определялось в дополнительном измерении с калибровочным образцом из полиэтилена.

Усредненная по потоку вероятность захвата ультрахолодных нейтронов i-тым элементом определялась как:

$$\overline{\mu}_c^i = \frac{2j_i(E)\varepsilon S_0}{(j_2 + j_3)\beta_i\varepsilon_\gamma(E)S}, \tag{4}$$

где $j_i(E)$ — скорость счета в пике полного поглощения γ-лучей с энергией E, β_i — выход квантов с энергией E на один акт захвата нейтрона для естественной смеси изотопов

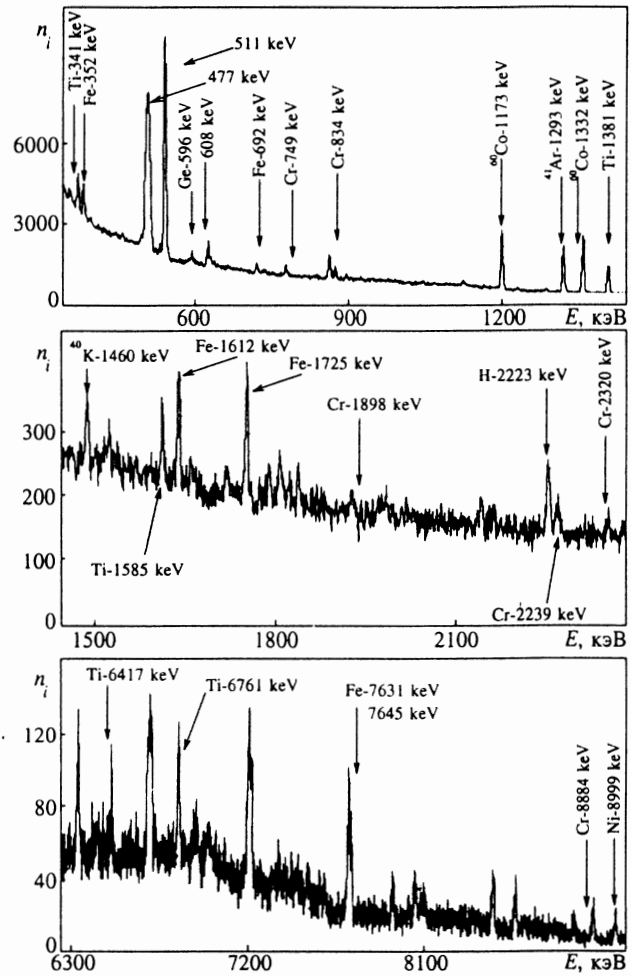


Рис. 2. Фрагменты спектра γ-квантов при облучении образца ультрахолодными нейтронами; n — число импульсов γ-детектора в относительных единицах

i-го элемента, $\varepsilon_\gamma(E)$ — эффективность регистрации γ-квантов с энергией E, излучаемых с поверхности образца. Энергетическая зависимость отношения $\varepsilon_\gamma(E)/\varepsilon$ определялась дополнительными измерениями с использованием калибровочных образцов из полиэтилена, титана и алюминия.

Измерения выполнялись после химической очистки поверхности образца травлением в кислоте H_3PO_4 и вакуумного отжига при температуре около 1000 K в течение двух часов. На рис. 2 приведены фрагменты спектра γ-квантов. В спектре видны пики полного поглощения γ-квантов с энергией 477 кэВ и 2.22 МэВ, обусловленные неупругим рассеянием и захватом ультрахолодных нейтронов на поверхностном водороде. В спектре присутствуют также пики, связанные с захватом ультрахолодных нейтронов ядрами элементов, входящих в состав нержавеющей стали. Обработка полученных спектров

проводилась с учетом внешнего γ-фона и γ-фона, обусловленного взаимодействием ультрахолодных нейтронов с поверхностью сосуда.

В результате измерений получены значения: $\overline{\mu} = 6.44(57)\cdot 10^{-4}$, $\overline{\mu}_{ie} = 1.57(26)\cdot 10^{-4}$, $\overline{\mu}_c^{\mathrm{H}} = 2.2(3.8)\cdot 10^{-6}$. Между полной ($\overline{\mu}$) и суммарной ($\overline{\mu}_{ie}+\overline{\mu}_c^{\mathrm{H}}$) вероятностями существует разница, равная $\sum_{i=1}^{q}\overline{\mu}_c^i = 4.85(62)\cdot 10^{-4}$, которая определяет суммарную вероятность захвата ультрахолодных нейтронов элементами, отличными от водорода.

Прямые измерения парциальных вероятностей захвата выполнялись по наиболее интенсивным γ-переходам при захвате ультрахолодных нейтронов ядрами Fe, Ni, Cr, Ti. Для сравнения с теорией из полученных значений $\overline{\mu}_c^i$ определялись значения параметров $\eta_c^i = \overline{\mu}_c^i/\overline{f(v)}$ в приближении $\overline{f(v)} = f(\overline{v}) = 0.96$. Результаты представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что $\sum_{i=1}^{4}\overline{\mu}_c^i = 4.99(18)\cdot 10^{-4}$, что согласуется с независимыми данными по измерению $\overline{\mu}$, $\overline{\mu}_{ie}$ и $\overline{\mu}_c^{\mathrm{H}}$. Сравнение экспериментальных и теоретических значений η_c^i показывает, что экспериментальные вероятности захвата значительно выше теоретических. Эффект увеличения носит селективный характер и максимально выражен для титана.

Таблица 1

Результаты измерений $\overline{\mu}_c^i$ и η_c^i

Элемент	Ni	Ti	Fe	Cr
$\overline{\mu}_c^i \cdot 10^4$	0.83(10)	1.23(4)	1.74(10)	1.19(9)
$\eta_c^i \cdot 10^4$, эксперимент	0.86(11)	1.28(5)	1.81(11)	1.24(10)
$\eta_c^i \cdot 10^4$, теория	0.128	0.014	0.60	0.207
Отношение эксп./теор.	6.7	91	3	6
$\Delta\eta_c^i \cdot 10^4$	0.73(11)	1.27(5)	1.21(11)	1.03(10)

Наблюдаемое усиление не объясняется возможной примесью в спектре ультрахолодных нейтронов с $v \geq v_{lim} = 6$ м/с, которые могли бы увеличивать парциальные вероятности захвата за счет надграничного проникновения ультрахолодных нейтронов в объем образца. Контрольные измерения для образца из меди с $v_{lim} = 5.65$ м/с показали, что экспериментальное значение $\overline{\mu}_c^{\mathrm{Cu}}$ превышает теоретическое не более чем в 2–2.5 раза. Если это превышение связано с проникновением нейтронов с $v > 5.65$ м/с в образец меди, то для нержавеющей стали этот эффект будет слабее и может лишь частично объяснить увеличение захвата на Fe, но мало скажется на наблюдаемом усилении для других элементов.

Эффект усиления мог бы возникнуть при наличии на поверхности слоя, сильно обогащенного титаном. Поскольку у титана $\overline{b} < 0$, то в такой модели потенциал у поверхности представляет собой потенциальную яму перед положительным перепадом потенциала высотой E_{lim}. В этом случае было бы возможно значительное усиление захвата ультрахолодных нейтронов на ядрах титана. Для проверки такой возможности был выполнен элементный анализ внутри образца и его поверхностного слоя при помощи: (1) метода объемного нейтрон-радиационного анализа, (2) метода рентген-флуоресцентного анализа на глубину 50 мкм, (3) рентген-спектрального электронно-зондового

микроанализатора на глубину 1 мкм, (4) рентген-фотоэлектронного спектрометра на глубину $\leq$ 10 нм. Результаты представлены в табл. 2. По данным методов (1)–(3) содержание основных элементов соответствует стали 1Х18Н9Т, для которой рассчитывались η_c^i. Тенденции к повышению содержания Ti по мере уменьшения толщины анализируемого слоя не наблюдается. Более того, когда толщина слоя порядка длины волны ультрахолодных нейтронов, абсолютное содержание Ti и других элементов нержавеющей стали меньше объемного за счет атомов кислорода, углерода и водорода, к последнему метод (4) не чувствителен. При этом соотношение между концентрациями Ti, Fe, Ni и Cr соответствует объемному.

Таблица 2

Результаты элементного анализа образцов

Элемент	Ti	Fe	Ni	Cr	Si	C	O
Содержание, ат.% по методу (1)	0.7	70.6	8.7	20.0	–	–	–
Содержание, ат.% по методу (2)	0.6	70.7	8.3	20.4	–	–	–
Содержание, ат.% по методу (3)	0.7	69.5	8.5	19.7	1.6	–	–
Содержание, ат.% по методу (4)	0.3	32.4	4.2	11.3	–	28.8	23.0

Малость средней концентрации титана на поверхности не исключала возможности существования областей его локализации с повышенным содержанием. В связи с этим возникло предположение, что титан образует выходящие на поверхность кластеры, размеры которых больше длины волны ультрахолодных нейтронов. Тогда нейтроны свободно проходят в кластеры и движутся в них, отражаясь от границ, пока не захватятся или не выйдут назад в вакуум. Если в кластерах имеется какое-то количество ядер Fe, Ni и Cr, то ультрахолодные нейтроны также будут эффективно ими захватываться.

Для проверки этой гипотезы были выполнены исследования особенностей структуры стали 1Х18Н9Т при помощи метода электронной микроскопии. Использовался просвечивающий электронный микроскоп GEOL-100CX и цифровой растровый электронный микроскоп DSM-960, оснащенный рентгеноспектральными анализаторами. Изготовление тонких образцов с «просвечиваемой» толщиной ($<$ 2000 Å) проводилось электролитически в водном растворе серной и ортофосфорной кислот при комнатной температуре.

На рис. 3 представлены микрофотографии одного и того же участка поверхности образца, полученные при помощи растрового цифрового электронного микроскопа DSM-960 в различных режимах: в режиме вторичных электронов (*а*), в режиме характеристического излучения K_α Ti (*б*), в режиме обратно отраженных электронов (*в*). Рисунок 3*а* отражает рельеф поверхности и свидетельствует о существовании выходящих на поверхность второфазных включений (кластеров) с размерами до 9 мкм. Рисунок 3*б* свидетельствует о наличии в составе кластеров заметного количества титана. Рисунок 3*в* указывает на то, что в составе кластеров имеется элемент с малым Z (по-видимому, углерод), обеспечивающий хороший контраст этих кластеров с матрицей железа, никеля и хрома. Оценка по серии снимков поверхностной плотности выходов кластеров с линейными размерами больше чем 1 мкм показала, что эта величина составляет $(2–6) \cdot 10^4$ см$^{-2}$. Характерные размеры выходов кластеров меняются от 1 до 9 мкм при средней величине 3 мкм.

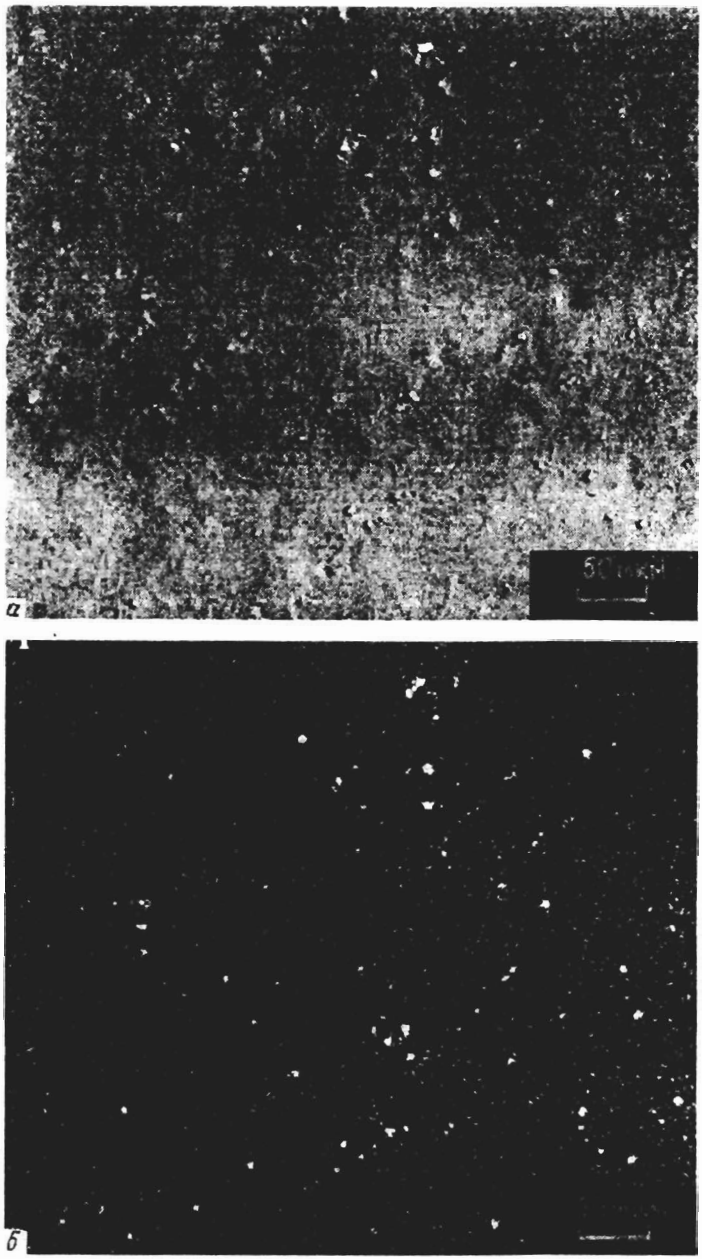


Рис. 3.

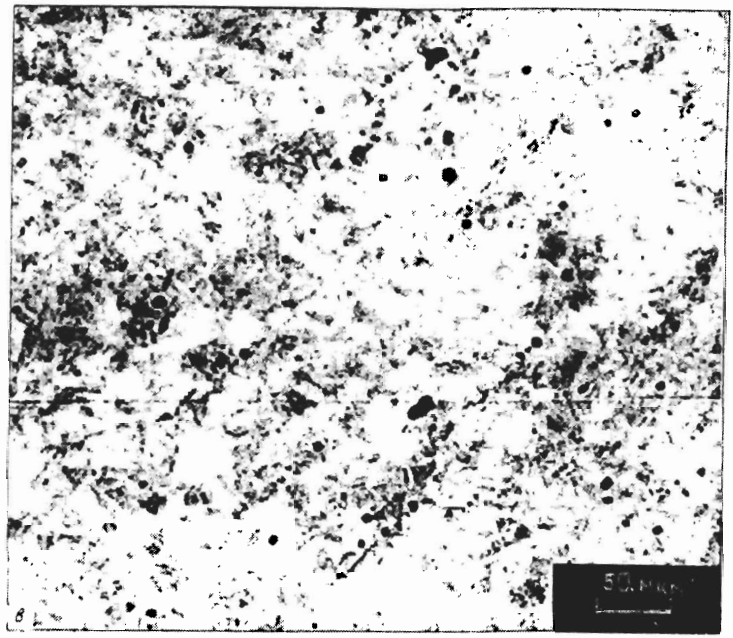


Рис. 3. Микрофотографии участка поверхности образца стали 1Х18Н9Т, полученные при помощи цифрового растрового электронного микроскопа DSM-960 в различных режимах: *а* — в режиме вторичных электронов, *б* — в режиме характеристического излучения K_α Ti, *в* — в режиме обратно отраженных электронов

На рис. 4 представлены микрофотографии структуры образца, полученные при помощи просвечивающего микроскопа JEOL-100CX на участках с очень малой толщиной, 2000 Å. На рис. 4*а* хорошо просматривается группа мелких кластеров с размерами от 300 до 1000 Å. Анализ микрофотографий различных областей образца показал, что диаметр мелких кластеров колеблется в пределах (150–1500) Å, величина среднего диаметра d составляет 400 Å, а объемная плотность $n = 1.7(5)\cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. При расчете дифракционных картин, полученных от мелких кластеров, значения межплоскостных расстояний для образующих их второфазных включений оказались практически совпадающими с табличными значениями для карбида титана TiC (табл. 3).

На одном из просвечиваемых участков образца обнаружено крупное выделение с характерными размерами (2–3) мкм, относящееся к группе крупных титаносодержащих кластеров (рис. 4*б*). Таким образом, в образце обнаружены две различные по размеру группы титаносодержащих кластеров, равномерно распределенных по его объему. Известно, что в стали 1Х18Н9Т титан может присутствовать в виде мелких карбидных выделений, формирование которых имеет термодинамическую природу. Размер, количество и характер их распределения в структуре металла определяются температурой и временем отжига стального изделия. Кроме того, титан может присутствовать в виде металлургических включений различного состава, формирующихся в процессе плавки и приготовления стали. Характерной особенностью таких включений являются их размеры, обычно превышающие несколько микрон. По-видимому, именно такие включения видны на рис. 3 и рис. 4*б* как кластеры с характерными размерами более 1 мкм.

Плотность карбида титана составляет 4.92 г/см^3, длина рассеяния углерода и ти-

Таблица 3

Табличные и экспериментальные значения межплоскостных расстояний d_{hkl} для карбида титана

hkl	d_{hkl}, табл.	d_{hkl}, эксп.
111	2.49	2.30
200	2.15	2.10
220	1.52	1.49
311	1.30	–
222	1.245	1.22

тана равны соответственно $0.66 \cdot 10^{-12}$ см и $-0.34 \cdot 10^{-12}$ см. Граничная энергия $E_{lim}^{\mathrm{TiC}} = 4.1 \cdot 10^{-8}$ эВ, что заметно меньше граничной энергии нержавеющей стали $E_{lim}^{ss} = 1.8 \cdot 10^{-7}$ эВ. Поэтому выходящие на поверхность кластеры деформируют распределение эффективного потенциала взаимодействия ультрахолодных нейтронов с поверхностью. Нейтроны с энергией $E > E_{lim}^{\mathrm{TiC}}$ могут проникать внутрь кластера и двигаться там, отражаясь от его стенок, пока не захватятся или не выйдут в вакуум. Если диаметр кластера заметно превышает длину волны ультрахолодных нейтронов ($\lambda \simeq 900$ Å), то захват нейтронов будет происходить, в основном, на ядрах титана.

При классическом подходе избыточный коэффициент потерь $\Delta\mu_c^{\mathrm{Ti}}$, обусловленный захватом ультрахолодных нейтронов ядрами титана в кластерах, имеющих выход на поверхность, можно представить в виде

$$\Delta\mu_c^{\mathrm{Ti}} = W_1 W_p W_c,$$

где W_1 — вероятность попадания ультрахолодных нейтронов на входное сечение кластера, W_p — вероятность входа в объем кластера, W_c — вероятность захвата ультрахолодных нейтронов титаном в объеме кластера. Для группы мелких кластеров по снимкам на просвет определялись их объемная плотность и реальный диаметр. Поскольку средняя площадь выходного сечения кластеров составляет $\pi d^2/6$, а число кластеров, выходящих на поверхность единичной площади, равно $2dn$, то $W_1 = \pi d^3 n/3$. Для крупных кластеров определялась плотность выходов кластеров на поверхность образца ρ и средний диаметр этих выходов $\overline{d}$. В этом случае величина $W_1 = \pi\overline{d}^2\rho/4$. Для оценки W_p примем, что спектр потока ультрахолодных нейтронов максвелловский, т. е. $F(E) \propto E$ от 0 до $E_{max} = 10^{-7}$ эВ, что приблизительно соответствует условиям эксперимента. В кластер проходят только ультрахолодные нейтроны с нормальной компонентой скорости большей v_{lim}^{TiC}. Если пренебречь квантовым эффектом отражения ультрахолодных нейтронов из-за перепада потенциала на входе в кластер, то усредненное по спектру и изотропному распределению потока ультрахолодных нейтронов значение $W_p = (1 - E_{lim}^{\mathrm{TiC}}/E_{max})^2 = 0.35$. В кластере средняя по потоку ультрахолодных нейтронов скорость уменьшается до $v = 2.7$ м/с, поскольку спектр потока приобретает вид $F(E) \propto E$ от 0 до $E_{max} = 0.59 \cdot 10^{-7}$ эВ. Среднюю длину пробега ультрахолодных нейтронов до выхода из кластера можно оценить как величину порядка $2d$. Отсюда для мелких кластеров $W_c = 2dN_{\mathrm{Ti}}\sigma v_{th}/\overline{v}$, где $\sigma = 5.9$ барн — сечение захвата титаном нейтронов

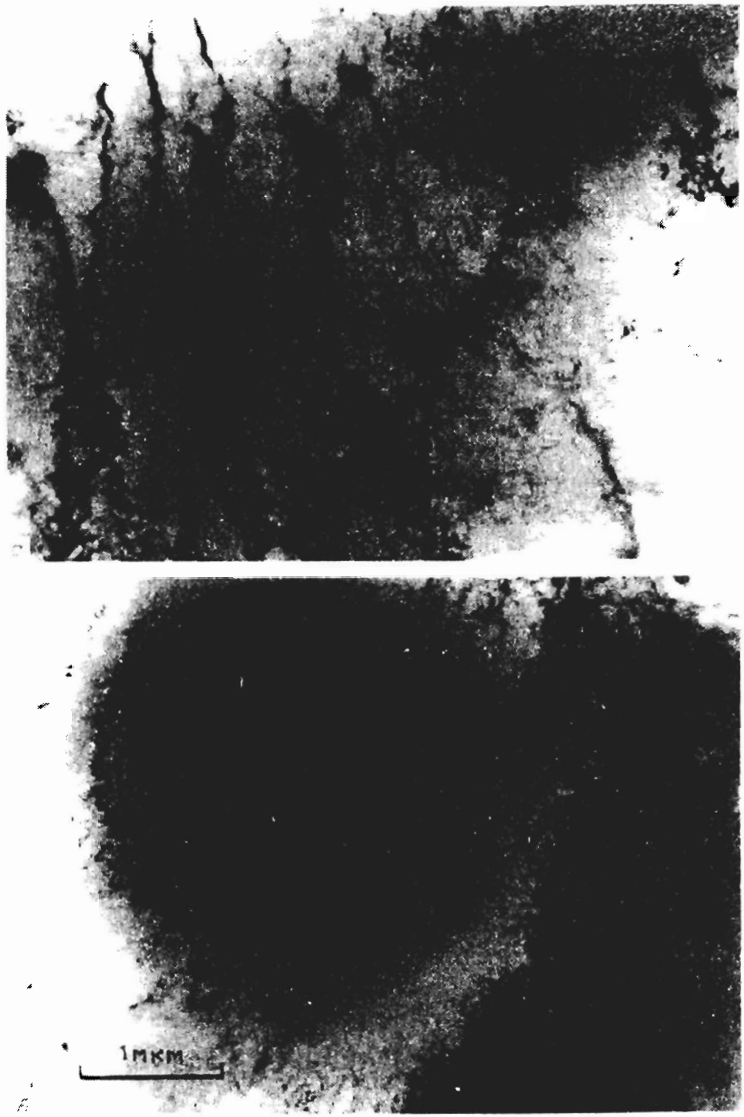


Рис. 4. Микрофотографии структуры образца, полученные при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEOL-100CX, *а* — группа мелких кластеров, *б* — крупный кластер

со скоростью v_{th} = 2200 м/с, $N_{\mathrm{Ti}} = 5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ — число ядер титана в единице объема TiC. Для крупных кластеров $W_c \simeq 2.5\bar{d}N_{\mathrm{Ti}}\sigma v_{th}/\bar{v}$. Величина $\Delta\mu_c^{\mathrm{Ti}} \simeq d^4 n N_{\mathrm{Ti}}\sigma v_{th}/\bar{v}$, обусловленная существованием группы мелких кластеров, составляет $(1.05 \pm 0.32) \cdot 10^{-5}$. Несмотря на грубость оценки, видно, что существование мелких кластеров дает лишь 10%-ный вклад в эффект селективного усиления захвата на титане.

Следует отметить, что закрытые мелкие кластеры аналогичны порам в веществе, на которых возможны связанные состояния ультрахолодных нейтронов [3,4]. Если энергия ультрахолодных нейтронов равна резонансной, то с достаточно большой вероятностью нейтрон может проникать в пору, что приводит к увеличению вероятности потерь. Однако оценка объемной доли, занимаемой мелкими кластерами в материале образца, показывает, что в наблюдаемое усиление этот эффект дает незначительный вклад.

Оценка избыточной вероятности захвата $\Delta\mu_c^{\mathrm{Ti}}$, связанного с проникновением ультрахолодных нейтронов в крупные кластеры, дает $\Delta\mu_c^{\mathrm{Ti}} \simeq \bar{d}^3 \rho N_{\mathrm{Ti}}\sigma v_{th}/\bar{v} = (1.3\text{–}3.9) \cdot 10^{-4}$. Последняя величина показывает, что крупные кластеры карбида титана вызывают необходимый эффект усиления захвата ультрахолодных нейтронов ядрами титана.

Эффект усиления захвата другими элементами стали (Fe, Cr, Ni), в принципе, мог бы быть связан с наличием их в качестве примесей в кластерах карбида титана. Однако по литературным данным атомная концентрация этих элементов во второфазных выделениях TiC крайне мала [5]. Качественно это хорошо видно на рис. 5, где представлены микрофотографии поверхности образца с несколькими крупными кластерами, полученные при помощи растрового электронного микроскопа в режиме вторичных электронов (*а*), а также в режиме характеристического излучения K_α Ti (*б*) и характеристического излучения K_α Cr (*в*). На светлом поле (рис. 5*в*), обусловленном характеристическим излучением Cr в матрице, где его концентрация равна 18%, кластеры выглядят резко контрастирующими темными пятнами. Это свидетельствует о том, что концентрация Cr в кластерах значительно меньше, чем в матрице. Поскольку сечения захвата нейтронов ядрами Fe, Cr, Ni и Ti сравнимы, то в наблюдающийся избыточный захват ультрахолодных нейтронов этими ядрами титаносодержащие кластеры могут дать лишь незначительный вклад.

Принципиально возможен несколько иной механизм усиления захвата ультрахолодных нейтронов этими ядрами, связанный с наличием границ раздела между отдельными зернами матрицы нержавеющей стали. Границы раздела хорошо видны на рис. 6, где представлена типичная микрофотография рельефа поверхности образца, полученная при помощи растрового электронного микроскопа DSM-960 в режиме вторичных электронов. Анализ нескольких таких снимков показал, что средний размер зерна составляет 10 мкм. В [6] при помощи методов электронной микроскопии было установлено, что для Fe-Cr-Ni-стали 12R72 с содержанием титана 0.52 вес.% после стандартной термообработки максимальная концентрация титана возле границы зерен достигала 7.7 ат.%. Протяженность зоны обогащения составляла 2000 Å, область, занимаемая зернограничными выделениями, 500 Å. Таким образом, вероятность W_1 попадания ультрахолодных нейтронов в область обогащения достаточно высока и может составлять 0.04. Известно также, что выдержка аустенитной нержавеющей стали при температуре (550–650)°C может приводить к выпадению карбидов хрома по границам зерен [7]. Повышению концентрации титана и хрома в зернограничных областях, прилегающих к поверхности, может способствовать ускоренная диффузия углерода по межзеренным границам с поверхности образца (табл. 2). Поскольку хром обладает сравнительно малой длиной рассеяния ($b_{\mathrm{Cr}} = 0.35 \cdot 10^{-12}$ см, $b_{\mathrm{Ni}} = 1.03 \cdot 10^{-12}$ см, $b_{\mathrm{Fe}} = 0.95 \cdot 10^{-12}$ см), повышение от-

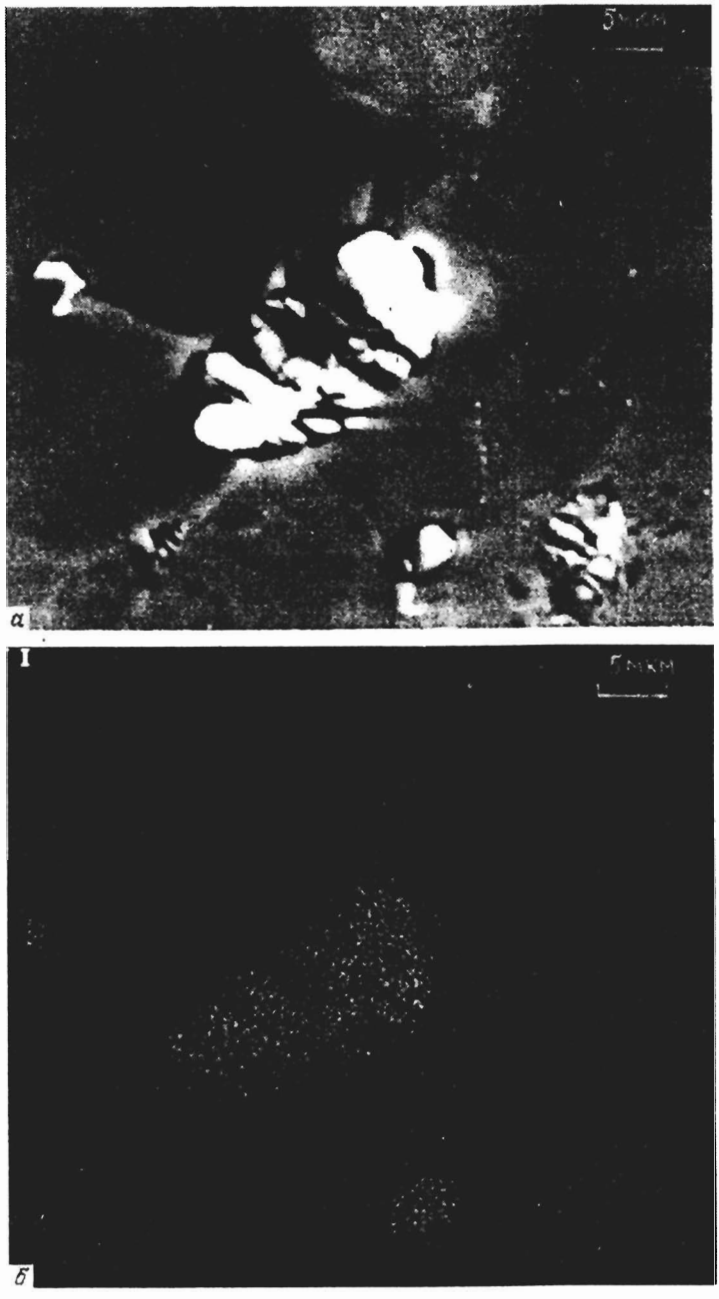


Рис. 5.

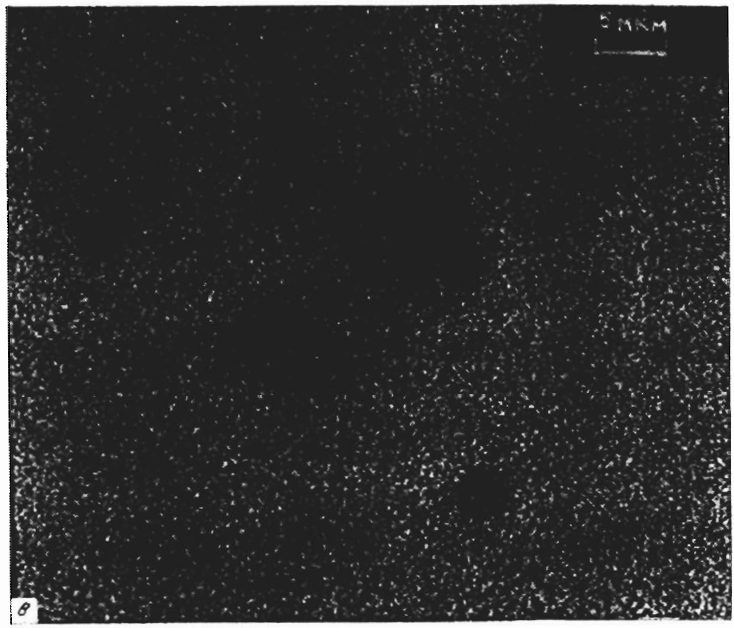


Рис. 5. Микрофотографии поверхности образца с несколькими крупными кластерами, полученные при помощи цифрового растрового электронного микроскопа: *а* — в режиме вторичных электронов, *б* — в режиме характеристического излучения K_α Ti, *в* — в режиме характеристического излучения K_α Cr

носительной концентрации Ti и Cr в межзеренных областях может понизить величину граничной энергии по сравнению с граничной энергией матрицы. К этому же эффекту может привести повышенная концентрация водорода в межзеренных областях, наличие которого на поверхности следует из результатов измерений.

Если часть ультрахолодных нейтронов может проходить в межзеренные области и захватываться, то избыточные значения парциальных вероятностей захвата $\Delta\eta_c^i$ будут пропорциональны $Nc_i\sigma_c^i$. Для экспериментально наблюдаемого соотношения между избыточным захватом ультрахолодных нейтронов ядрами (Fe, Cr, Ni) необходимое отношение их атомарных концентраций равно 2.9 : 2.0 : 1.0 что дает $\overline{b} = \sum_{i=1}^{q} c_i b_i = 0.75 \cdot 10^{-12}$ см. Соответствующий эффективный потенциал взаимодействия ультрахолодных нейтронов ниже, чем потенциал матрицы, поэтому наблюдающееся усиление захвата может иметь место. Граничная энергия такой среды определяется плотностью ядер, которая не выше плотности ядер в зернах, а следовательно E_{lim} не выше $1.5 \cdot 10^{-7}$ эВ. Таким образом, межзеренные области также могут стать областями пониженного эффективного потенциала, причем уходящими внутрь образца на глубину порядка 10 мкм и более.

Полученное оценочное значение E_{lim} выше границы формирования спектра ультрахолодных нейтронов ($1 \cdot 10^{-7}$ эВ), однако в спектре имеется примесь ультрахолодных нейтронов с большей энергией, на что указывают контрольные измерения с образцом из меди. Если относительная доля ультрахолодных нейтронов с $E > 1.5 \cdot 10^{-7}$ эВ в

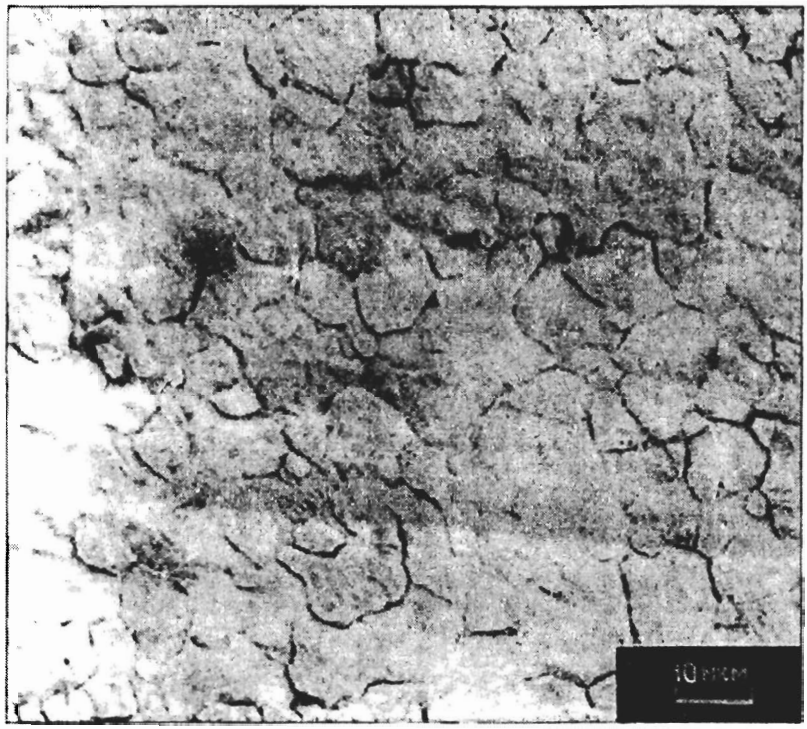


Рис. 6. Типовая микрофотография рельефа поверхности образца, полученная при помощи электронного микроскопа DSM-960 в режиме вторичных электронов. Средний размер зерен $\sim$ 10 мкм

спектре составляет 10%, вероятность отражения их от межзеренной границы равна 0.9, а вероятность их поглощения в межзеренном пространстве близка к 1, то избыточная вероятность потерь в результате захвата ядрами Fe, Ni, Cr может составить величину порядка $4 \cdot 10^{-4}$, достаточную для объяснения наблюдаемого усиления.

Таким образом, наблюдаемый эффект селективного усиления захвата не противоречит существующей теории взаимодействия ультрахолодных нейтронов с полиэлементной средой. Его наличие указывает лишь на то, что при анализе экспериментальных данных и сопоставлении их с теорией необходимо иметь детальную информацию о ядерном составе поверхности и ее структуре. Существование в среде локализованных областей с размерами большими λ с повышенной концентрацией элементов с отрицательной или небольшой положительной длиной рассеяния может привести к деформации эффективного потенциала взаимодействия ультрахолодных нейтронов.

Авторы благодарны Г. Джусту за помощь в проведении эксперимента, А. К. Чуракову за предоставление программы обработки гамма-спектров и С. А. Тетерину за выполнение элементного анализа образцов.

Работа была выполнена благодаря поддержке Европейского фонда INTAS (грант 93-298), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-927) и Фонда поддержки молодежных работ РНЦ «Курчатовский институт» (грант 20).

Литература

1. С. С. Арзуманов, Л. Н. Бондаренко, Е. И. Коробкина и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 3 (1997).
2. С. В. Жуков, В. Л. Кузнецов, В. И. Морозов и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 446 (1993).
3. Ю. М. Каган, Письма в ЖЭТФ **11**, 235 (1970).
4. В. К. Игнатович, *Физика ультрахолодных нейтронов*, Наука, Москва (1986), с. 132.
5. А. М. Паршин, *Структура, прочность и радиационная повреждаемость коррозионных сталей и сплавов*, Металлургия, Челябинск (1988), с. 656.
6. R. G. Faulkner, J. Mater. Sci. **16**, 373 (1981).
7. Ю. М. Лахтин, В. П. Леонтьева, *Материаловедение*, Машиностроение, Москва (1990).