



УДК 539.1

В. М. АНИЩИК, В. Л. ГУРАЧЕВСКИЙ, М. МАШЛАН,
В. В. ПОНАРЯДОВ, А. Л. ХОЛМЕЦКИЙ, В. А. ЧУДАКОВ

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ИОНИМПЛАНТИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ

В последнее время значительно возросло количество публикаций, посвященных исследованиям свойств материалов после воздействия ионных пучков. Это стимулируется значительным улучшением благодаря ионной имплантации таких важных параметров, как механические, коррозионные, электрические, металлургические и другие свойства металлов и сплавов [1]. Для анализа структурных изменений, обусловленных имплантацией, применяют самые различные методики: от электронной микроскопии и дифракции рентгеновских лучей до обратного резерфордского рассеяния легких ионов и характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого ионным пучком. Мессбауэровская спектроскопия является весьма перспективным методом для исследования эффектов имплантации по ряду причин: во-первых, этот метод чувствителен к невысоким дозам имплантации; во-вторых, дает информацию о структурных и химических превращениях и, в-третьих, применение метода конверсионных электронов позволяет зондировать весьма тонкие слои, сравнимые с величиной проецированного пробега ионов в мишени.

Исследовались об-

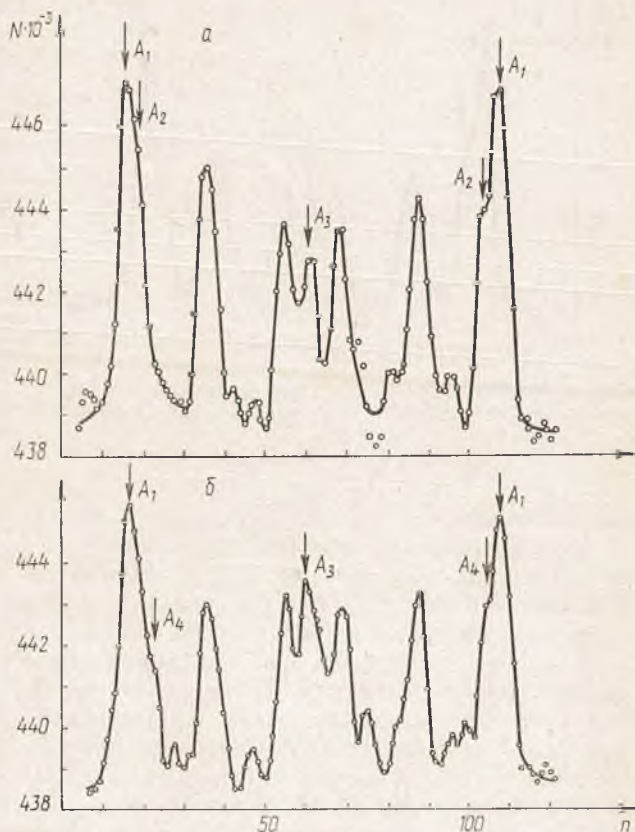


Рис. 1. Мессбауэровские спектры, полученные с поверхности стали Р6М5 при зондируемой толщине $3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$:
а — контрольный образец; б — образец, облученный ионами вольфрама дозой 10^{17} см^{-2}

разцы, изготовленные из инструментальной стали Р6М5 в состоянии поставки и облученные ионами вольфрама с энергией 40 КэВ дозой 10^{17} ион/см². Плотность ионного тока составляла 10 мкА/см². Измерения мессбауэровских спектров проводились с регистрацией конверсионных электронов и рассеянного 6,3 КэВ характеристического излучения железа. Толщина зондируемого поверхностного слоя при регистрации конверсионных электронов $3 \cdot 10^3$ Å, при регистрации 6,3 КэВ рентгеновского излучения она возрастает до 10 мкм. В измерениях использовался ЯГР-спектрометр постоянных ускорений с системой движения, описанной в [2], с управлением от микро-э. в. м. «Электроника-60». Ширина одиночной гамма-резонансной линии, измеренной с помощью используемых методов, — 0,30 мм/с. Дрейф параметров скоростной шкалы не более 2 мкм/с за 24 ч работы.

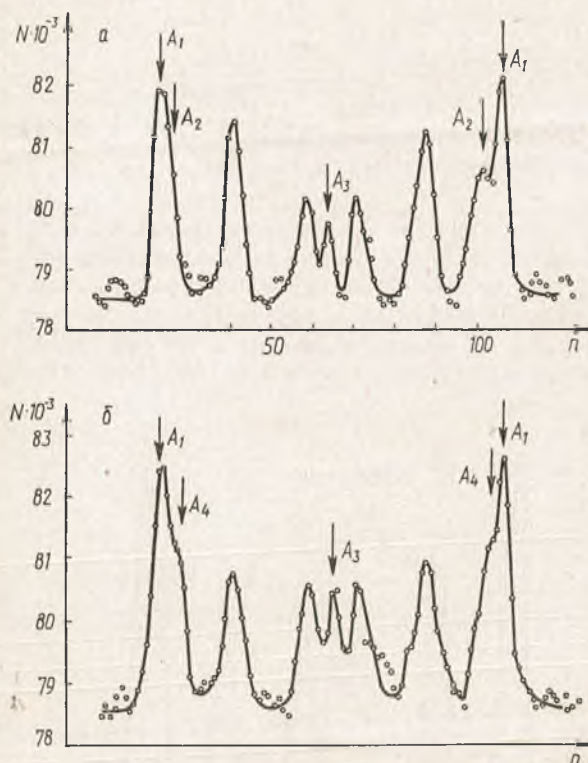


Рис. 2. Мессбауэровские спектры, полученные с поверхности стали Р6М5 при зондируемой толщине 10 мкм:

Пояснения те же, что на рис. 1.

тонком поверхностном слое образца ($\sim 10^3$ Å).

Мессбауэровские спектры, полученные с облученной поверхности, представлены на рис. 1, б и 2, б. Наиболее интересным результатом (см. рис. 1 и рис. 2) является наличие заметных фазовых превращений в системе Fe — С по всей глубине контролируемого слоя (~ 10 мкм), в то время как глубина проникновения ионов вольфрама в железо порядка 100 Å. В частности, наблюдается перераспределение по всей глубине структуры мартенсита, вызывающее исчезновение линий A_2 (см. рис. 1, а и рис. 2, а) и появления линий A_4 (см. рис. 1, б и рис. 2, б). Подобного рода фазовые превращения характерны для некоторых режимов термической обработки, например, закалки стали [3]. В то же время, характер фазовых превращений в поверхностном слое толщиной $\sim 10^3$ Å существенно отличается от характера превращений на глубине ~ 10 мкм: наблюдается рост аустенитной фазы, концентрация аустенита возросла почти в два раза (с 6 до 11 %, оценка проведена по площади

Спектры, полученные с поверхности необлученного образца, приведены на рис. 1, а и рис. 2, а (рис. 1 — измерение по конверсионным электронам, рис. 2 — измерение с регистрацией 6,3 КэВ рентгеновского излучения). В первом приближении они представляют собой суперпозицию линий зеемановских секстетов магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) α -Fe (крайние линии которых обозначены A_1 и A_2) и парамагнитного γ -Fe (аустенита) (линия A_3). Линии A_1 соответствуют структуре чистого α -Fe (феррита). Линии A_2 возникают за счет мартенситной фазы, присутствующей в исследуемом сплаве. На спектре рис. 1, а просматривается также значительное число малоинтенсивных линий α -Fe, наличие которых обусловлено неоднородностью фазового состава железа в

гамма-резонансных линий). При толщине контролируемого слоя ~ 10 мкм концентрация аустенита практически не изменилась.

Таким образом, облучение поверхности металла ионами вызывает эффекты, в определенной степени аналогичные локальной поверхностной термической обработке. Характер фазовых превращений свидетельствует о том, что режим такой термообработки существенно различается по глубине поверхностного слоя. Общая толщина слоя, на которой наблюдаются фазовые превращения в системе Fe — C, как минимум на два порядка превышает пробег ионов в мишени.

Помимо наличия фазовых переходов наблюдается изменение вероятности безотдачного взаимодействия f после облучения. В слое ~ 10 мкм вероятность f после облучения существенно возросла и составила 140% f контрольного образца (оценка проведена по площади спектров). Следовательно, этот поверхностный слой характеризуется более стабильной и равновесной структурой. В слое толщиной $\sim 10^3$ Å вероятность f практически не изменилась. В этом случае можно предположить существование факторов, действие которых направлено как на увеличение, так и на уменьшение f , и их вклад взаимно компенсируется.

Список литературы

1. Gibson W. M. Ion Beam Effects in Metals: Материалы 2-го советско-американского семинара по ионной имплантации.— Новосибирск.— 1979.— С. 268.
2. Гурачевский В. Л., Солнцев А. С. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.— 1980.— № 3.— С. 60.
3. Литвинов В. С., Каракишев С. Д., Овчинников В. В. Ядерная гамма-резонансная спектроскопия сплавов.— М., 1982.

Поступила в редакцию 04.02.85.

УДК 530.12; 530.145

Г. В. ШИШКИН, И. Е. АНДРУШКЕВИЧ

РАЗДЕЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ В УРАВНЕНИИ ДИРАКА В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. III

1. Ковариантное обобщение уравнения Дирака (КОУД) в полях тяготения общей теории относительности с метрикой

$$ds^2 = \text{sign}(\beta - i) A_{ijmn,i}(x^i, x^j, x^m, x^n) (dx^i)^2 + \\ + \text{sign}(\beta - j) A_{ijmn,j}(x^i, x^j, x^m, x^n) (dx^j)^2 + \\ + \text{sign}(\beta - m) A_{ijmn,m}(x^i, x^j, x^m, x^n) (dx^m)^2 + \\ + \text{sign}(\beta - n) A_{ijmn,n}(x^i, x^j, x^m, x^n) (dx^n)^2$$

при диагональной калибровке тетрады имеет вид [1, 2]:

$$\left\{ \frac{\tilde{\gamma}^i}{\sqrt{A_{ijmn,i}}} \left(\partial_i - \frac{\partial_i A_{ijmn,i}}{4A_{ijmn,i}} \right) + \frac{\tilde{\gamma}^j}{\sqrt{A_{ijmn,j}}} \left(\partial_j - \frac{\partial_j A_{ijmn,i}}{4A_{ijmn,j}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\tilde{\gamma}^m}{\sqrt{A_{ijmn,m}}} \left(\partial_m - \frac{\partial_m A_{ijmn,m}}{4A_{ijmn,m}} \right) + \frac{\tilde{\gamma}^n}{\sqrt{A_{ijmn,n}}} \left(\partial_n - \frac{\partial_n A_{ijmn,n}}{4A_{ijmn,n}} \right) + \right. \\ \left. + m_0 \right\} \Phi = 0. \quad (1)$$

Здесь и далее индексы i, j, m, n не носят тензорного характера, а $\tilde{\gamma}$ — матрицы Дирака специальной теории относительности.

Настоящая работа продолжает исследования по разделению переменных в КОУД, начатые в [1, 2]. В [1] уравнение (1) исследовалось на