

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦАХ

УДК 544.723.2:544.23

АДСОРБЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНКИ АЛЮМИНИЯ ЛЕГИРОВАННОГО ПРАЗЕОДИМОМ

© 2023 г. А. И. Киселев^а, Н. А. Попов^{а, *}, В. Г. Шевченко^а

^аИнститут химии твердого тела УрО РАН, ГСП, ул. Первомайская, 91, Екатеринбург, 620990 Россия
*e-mail: n168@mail.ru

Поступила в редакцию 10.08.2022 г.
После доработки 09.05.2023 г.
Принята к публикации 12.05.2023 г.

При комнатной температуре были измерены оптические постоянные n и k поликристаллической пленки сплава алюминия и 2.54 ат. % празеодима. На основе этих данных получены спектры оптической проводимости для чистой и окисленной поверхности сплава. При анализе результатов сравнения этих спектров с модельными, получены электронные характеристики оптических переходов, в том числе характеристики поверхностных состояний электронов. Показано, что полоса проводимости сплава с чистой поверхностью расщеплена в минимальной степени. Рассчитаны значения теплоты адсорбции кислорода на поверхности пленки сплава Al–2.54 ат. % Pr. Положение равновесия процессов адсорбции–десорбции пленки сплава при комнатной температуре существенным образом сдвинуто в сторону десорбции.

Ключевые слова: эллипсометрия, оптические постоянные, оптическая проводимость, электронные характеристики оптических переходов, поверхностные электронные состояния, теплота десорбции
DOI: 10.31857/S0044185623700456, **EDN:** VZRKQH

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] большое внимание уделено изучению влияния легирования редкоземельными металлами алюминия на свойства межфазной границы металл–газ. В ней отмечается, что, несмотря на высокий уровень энергоемкости энергетических конденсированных систем (ЭКС) на основе алюминия, до сих пор не удается полностью реализовать их потенциальные возможности в процессе горения. Это во многом определяется недостатком информации о динамике окислительных реакции реальных ЭКС при возрастании температуры и, в частности, даже о начальных стадиях окисления чистой поверхности.

Начальную стадию окисления поверхности твердого тела определяют, как процесс физической адсорбции, при котором происходит связывание молекул кислорода на его поверхности. При этом любое локальное связывающее взаимодействие существенно изменяет энергию и заполнение поверхностных состояний электронов твердого тела. В работе [2] из оценки изменения энергетики поверхностных состояний систем с чистой и окисленной поверхностью были определены теплоты адсорбции пленок алюминия и его сплава с лантаном. В настоящей работе мы предполагаем, что, располагая результатами оценки изменения энергетики поверхностных состояний

можно описать динамику заполнения молекулами кислорода поверхности алюминия и его сплавов с празеодимом.

В условиях, когда имеет место неполное покрытие поверхности адсорбата частицами адсорбента, процессы адсорбции можно описать с помощью закона Генри $\theta = bP$, где P – давление, а θ – относительная плотность покрытия поверхности. Параметр b этого закона представим в виде [3]

$$b = N_a \sigma \tau_0 (2\pi RTM)^{-1/2} \exp(Q/RT), \quad (1)$$

где N_a – число Авогадро, R – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура, M – масса частицы адсорбента, σ – сечение рассеяния на частице адсорбента. Величина сечения рассеяния электронов на молекуле кислорода $5.4 \times 10^{-20} \text{ м}^2$ [4]. Для оценки параметра b здесь определялись величины теплоты адсорбции Q и частоты собственных колебаний ω_0 частиц на поверхности раздела кислорода – сплава, поскольку $\tau_0 = 1/\omega_0$.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНКИ СПЛАВА АЛЮМИНИЯ С ПРАЗЕОДИМОМ

Для измерения оптических характеристик сплава алюминия и 2.54 ат. % празеодима была

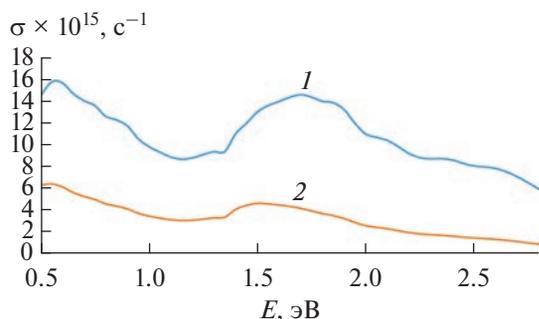


Рис. 1. Спектр оптической проводимости пленки сплава Al–2.54 ат. % Pt ($T = 298$ K): 1 – сплав с чистой поверхностью, 2 – с окисленной поверхностью.

подготовлена тонкая поликристаллическая пленка путем напыления в вакууме порядка 2×10^{-4} Па на кварцевую пластину. Этот процесс осуществлялся методом вакуумного термического испарения на установке ВУП-5М с использованием вольфрамового испарителя. Толщина пленки около 1 мкм.

Экспериментальные зависимости оптических постоянных от длины волны были получены эллипсометрическим методом Битти (эллипсометр ЛЭФ-3М, в спектральном диапазоне 0.4–2.5 мкм). При этом определялись значения основных параметров: угла разности сдвига фаз Δ и угла отношения скалярных коэффициентов отражения ψ . Из них рассчитывались оптические постоянные с помощью следующих уравнений:

$$n^2 - k^2 = n_0^2 \sin^2 \varphi_0 \left[1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0 \frac{\cos^2 2\psi - \sin^2 2\psi \sin^2 \Delta}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \right], \quad (2)$$

$$2nk = n_0^2 \sin^2 \varphi_0 \operatorname{tg}^2 \varphi_0 \frac{\sin 4\psi \sin \psi}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2}, \quad (3)$$

где n – показатель преломления образца, k – коэффициент поглощения, n_0 – показатель преломления внешней среды, в данном случае – для воздуха $n_0 = 1$.

Для определения оптических констант неокисленной поверхности в диапазоне спектра 0.5–2.82 эВ применялось приближение Друде–Арчера–Саксены. В случае, когда коэффициент поглощения поверхностной пленки $k_1 = 0$ и $d \ll \lambda$, то есть, когда она прозрачна, а толщина ее значительно меньше длины волны, основное уравнение эллипсометрии примет вид:

$$\operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}, \quad (4)$$

где Δ , ψ – эллипсометрические параметры, R_p , R_s – коэффициенты отражения Френеля. Здесь

$$\left. \begin{aligned} \Delta - \bar{\Delta} &= -c_\Delta d \\ \psi - \bar{\psi} &= 1/2 \sin 2\bar{\psi} c_\psi d \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где $\bar{\Delta}$ и $\bar{\psi}$ – эллипсометрические параметры чистой поверхности, без пленки, d – толщина пленки.

$$c_\Delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_0 (n_1^2 - n_0^2) \times \frac{M \left(\frac{1}{n_1^2} - \alpha \right) + \alpha_1 N}{M^2 + N^2}; \quad (6)$$

$$c_\psi = \frac{4\pi}{\lambda} n_0 (n_1^2 - n_0^2) \times \frac{N \left(\frac{1}{n_1^2} - \alpha \right) - \alpha_1 M}{M^2 + N^2}; \quad (7)$$

$$M = \cos^2 \varphi_0 - n_0^2 \alpha + n_0^4 (\alpha^2 - \alpha_1^2) \sin^2 \varphi_0; \quad (8)$$

$$N = n_0 \alpha_1 - 2n_0^4 \alpha \alpha_1 \sin^2 \varphi_0; \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{n_2^2 - k_2^2}{(n_2^2 + k_2^2)^2}; \quad (10)$$

$$\alpha_1 = \frac{2n_2 k_2}{(n_2^2 + k_2^2)^2}. \quad (11)$$

Эти приближенные уравнения впервые были получены Друде, но он неточно определил коэффициенты c_Δ и c_ψ . Уточненные выражения для c_Δ и c_ψ , представленных в [5], получены Арчером [6, 7].

Погрешность измерений оптических постоянных в видимом диапазоне спектра не превышала 5% (в ИК-области – 8%).

В табл. 1 приведены зависимости оптических констант n и k для пленки сплава Al–2.54 ат. % Pt с чистой поверхностью. Они измерялись в интервале энергии фотонов $\hbar\omega$ от 0.50 до 2.82 эВ. Здесь ω – частота фотона. В табл. 2 отражены оптические константы для пленки с окисленной поверхностью. Полученные из этих постоянных спектры оптической проводимости σ представлены на рис. 1.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПЛЕНКИ АЛЮМИНИЯ И ЕГО СПЛАВА С ПРАЗЕОДИМОМ

Определение характеристик электронных состояний, составляющих спектры оптической проводимости производилось с помощью процедуры минимизации, сформированной на основе процессов минимизации отклонения экспериментальных спектров оптической проводимости

Таблица 1. Спектральная зависимость оптических постоянных пленки сплава Al–2.54 ат. % Pt с чистой поверхностью при 298 К

$\hbar\omega$, эВ	n	k	$\hbar\omega$, эВ	n	k	$\hbar\omega$, эВ	n	k
0.50	6.33	19.08	1.24	3.25	9.28	1.82	3.98	7.95
0.52	6.37	18.99	1.27	3.33	9.04	1.88	3.76	7.97
0.54	6.35	18.78	1.29	3.37	8.81	1.94	3.34	7.83
0.56	6.3	18.58	1.32	3.49	8.58	1.97	3.13	7.73
0.59	6.13	18.16	1.35	3.52	8.19	2.00	2.97	7.66
0.62	5.81	17.53	1.41	4.42	7.53	2.07	2.79	7.62
0.65	5.52	16.91	1.44	4.62	7.34	2.14	2.57	7.51
0.69	5.21	16.26	1.48	4.82	7.32	2.21	2.32	7.33
0.73	5.03	15.73	1.51	4.89	7.38	2.30	2.18	7.21
0.78	4.64	14.89	1.55	4.83	7.52	2.38	2.11	7.15
0.83	4.38	14.16	1.59	4.75	7.61	2.48	1.93	7.03
0.89	4.14	13.47	1.63	4.7	7.69	2.58	1.84	6.89
0.95	3.71	12.38	1.68	4.54	7.89	2.70	1.58	6.87
1.03	3.37	11.34	1.72	4.41	7.97	2.82	1.22	6.8
1.13	3.12	10.27	1.77	4.17	7.94	—	—	—

Таблица 2. Спектральная зависимость оптических постоянных пленки сплава Al–2.54 ат. % Pt с окисленной поверхностью при 298 К

$\hbar\omega$, эВ	n	k	$\hbar\omega$, эВ	n	k	$\hbar\omega$, эВ	n	k
0.50	3.59	14.63	1.24	1.61	6.58	1.82	1.59	5.18
0.52	3.55	14.43	1.27	1.65	6.43	1.88	1.46	5.09
0.54	3.48	14.16	1.29	1.67	6.28	1.94	1.29	4.92
0.56	3.39	13.88	1.32	1.72	6.13	1.97	1.20	4.83
0.59	3.25	13.47	1.35	1.76	5.91	2.00	1.13	4.75
0.62	3.06	12.94	1.41	2.21	5.61	2.07	1.04	4.64
0.65	2.88	12.41	1.44	2.29	5.51	2.14	0.94	4.51
0.69	2.70	11.86	1.48	2.35	5.49	2.21	0.83	4.34
0.73	2.56	11.38	1.51	2.33	5.48	2.30	0.76	4.21
0.78	2.36	10.73	1.55	2.24	5.48	2.38	0.71	4.09
0.83	2.20	10.14	1.59	2.15	5.45	2.48	0.63	3.94
0.89	2.06	9.57	1.63	2.07	5.42	2.58	0.58	3.80
0.95	1.85	8.78	1.68	1.94	5.42	2.70	0.48	3.67
1.03	1.68	8.03	1.72	1.84	5.37	2.82	0.35	3.53
1.13	1.56	7.27	1.77	1.70	5.27	—	—	—

с модельными спектрами [8]. При построении модельного спектра, каждый вклад от процесса поглощения фотонов учитывается в графическом представлении с помощью значений положения пика поглощения фотонов (энергии фотона $E = \Delta_j = \hbar\omega_j$), высоты пика (совпадающей с частотой плазменных колебаний ω_{pj}) и его полуширины (т.е. частоты релаксации ω_{0j}). Здесь j – номер вклада. Из правила сумм для частот плазменных колебаний оценивается статистическое среднее

количества электронов z_j , принимающих участие в формировании вкладов в оптическую проводимость.

Вклады в оптическую проводимость от электронов, находящихся в различном энергетическом состоянии, аддитивны [9]. Выражение для спектра световой проводимости представим в виде

$$\sigma(\omega) = \sum_{j=0}^n \sigma_j(\omega), \tag{12}$$

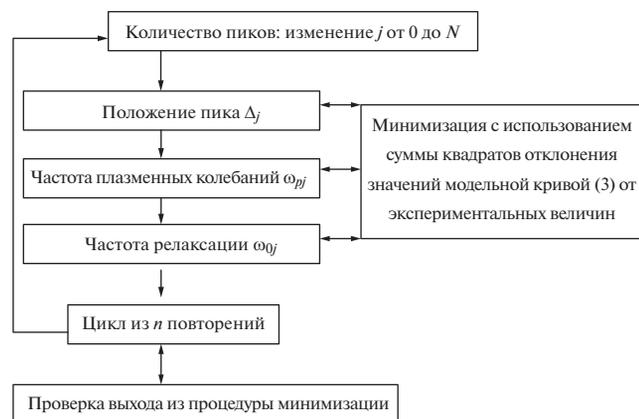


Рис. 2. Блок-схема процедуры минимизации.

где n – общее число полос внутризонных и межзонных переходов. Индекс $j = 0$ относится к полосе электронов проводимости, а остальные – к полосам межзонных переходов. С помощью уравнения для электронов проводимости (вклад модели Друде–Зинера)

$$\sigma_0(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_{p0}^2 \omega_{00}}{\omega^2 + \omega_{00}^2} \quad (13)$$

учитывается ускорение электронов внутри полосы проводимости. Этот вклад, записанный в приближениях подхода П. Друде, может принимать участие в формировании спектра оптической проводимости на всем исследованном диапазоне энергии фотонов.

Вклады от межзонных переходов

$$\sigma_j(\omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_{pj} \omega^2 \omega_j \omega_{0j}}{(\omega^2 + \omega_{0j}^2)^2} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{0j}^2}{A_j B_j} - \frac{2B_j}{A_j} + \frac{2}{\omega_j} \right), \quad (14)$$

где ω_j – положение пика межзонного перехода на кривой $\sigma(\omega)$,

$$A_j = \sqrt{z_j^2 + 4\omega^2 \omega_{0j}^2}, \quad B_j = \sqrt{(A_j + z_j)/2}, \\ z_j = \omega_j^2 - \omega^2 + \omega_{0j}^2,$$

в графическом представлении имеют колоколообразный вид. При этом учитывается их асимметрия, обусловленная поверхностной дисперсией света [10].

При обработке результатов экспериментально измеренной световой проводимости первоначально вычитается классическая друде–зинеровская часть (13), определяемая вкладом от почти свободных электронов зоны проводимости. Остающиеся вклады интерпретируются с помощью нескольких аддитивных функций (14). Блок-схема варьирования параметров модельной оптической проводимости для минимизации ее от-

клонения от экспериментальной приведена на рис. 2.

При варьировании параметров оптической проводимости – для каждого значения параметра определялась сумма квадратов отклонений из разностей величин экспериментальной и модельной оптической проводимости для значений энергии фотона во всем экспериментальном диапазоне. В дальнейшем определялось положение минимума этих сумм, которое и назначалось результирующим значением параметра. В работе [3] приводился пример пошагового выполнения такого варьирования.

Целью работы процедуры минимизации является определение необходимого и достаточного количества функций (14). При работе процедуры минимизации наступает этап, когда дополнение пика $N + 1$ вызывает при выполнении цикла варьирования параметров появления отрицательных значений частоты плазменных колебаний. Это останавливает выполнение процедуры минимизации и как результат фиксируются параметры модельной оптической проводимости для N пиков.

Результаты использования процедуры минимизации для экспериментальной оптической проводимости пленки сплава алюминий – празеодим с чистой и окисленной поверхностью (табл. 3) показали, что полоса проводимости сплава с окисленной поверхностью расщеплена.

В работе [2] было показано, что полоса проводимости алюминия может быть расщеплена. Распределение электронов при расщеплении полосы проводимости отражается в поведении частот плазменных колебаний. В этом случае частота ω_{pj} с $j = 0$ (вклад в оптическую проводимость, записанный в рамках модели П. Друде) равна нулю или имеет очень небольшую величину, т.е. в пленке алюминия присутствует небольшое количество электронов проводимости (с эффективной массой равной единице). Для сравнения представим здесь величину частоты плазменных колебаний в алюминии при комнатной температуре полученную в теории свободных электронов. Она равна [11] $21.68 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Исходя из этого значения, можно предположить, что полоса проводимости сплава с чистой поверхностью также расщеплена. Причем основное количество электронов проводимости находятся в полосе с ω_{pj} , где $j = 0$. И лишь небольшое их количество относим к нижней части расщепленной полосы проводимости с $j = 1$. Для электронов, находящихся в полосе с $j = 1$, эффективная масса уже больше единицы. Это изменение эффективной массы обусловлено межчастичными взаимодействиями, приводящими к появлению участка запрещенных состояний внутри полосы проводимости.

Таблица 3. Электронные характеристики поверхностных переходов в сплаве Al–2.54 ат. % Pt при 298 К

j	Сплав с чистой поверхностью				С окисленной			
	опт.							
	$\Delta_j, \text{эВ}$	ω_{pj}	ω_{0j}	z_j	$\Delta_j, \text{эВ}$	ω_{pj}	ω_{0j}	z_j
$\times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$		$\times 10^{-15}, \text{с}^{-1}$						
0	0	17.4128	1.2813	1.7734	0	0.0000	0.0010	0.0010
1	0.5577	4.0875	0.0586	0.0977	0.4160	8.0655	0.2169	0.3805
2	0.7118	3.4821	0.0920	0.0709	0.5622	2.0803	0.0853	0.0253
3	0.8578	2.3056	0.0323	0.0311	0.7192	2.1895	0.0854	0.0280
4	1.2611	5.1710	0.1322	0.1564	0.8256	1.3436	0.0652	0.0106
5	1.4010	3.9297	0.0401	0.0903	0.8768	1.7854	0.0716	0.0186
6	1.4572	3.8802	0.0581	0.0881	1.0418	1.9558	0.1075	0.0224
7	1.5150	5.3732	0.0748	0.1689	1.1672	1.7537	0.0675	0.0180
8	1.6089	6.2480	0.1009	0.2283	1.2486	2.0021	0.0576	0.0234
9	1.7066	6.5244	0.1055	0.2490	1.3090	1.7137	0.0441	0.0172
10	1.8235	4.6247	0.0751	0.1251	1.4001	3.3641	0.0534	0.0662
11	1.8808	2.8627	0.0457	0.0479	1.4606	2.6647	0.0506	0.0415
12	2.0793	3.9853	0.0879	0.0929	1.5179	2.7836	0.0537	0.0453
13	2.3190	3.7575	0.0902	0.0826	1.6044	2.8930	0.0662	0.0490
14	2.4043	2.9043	0.0704	0.0493	1.6912	2.4635	0.0675	0.0355
15	2.5229	2.9827	0.0588	0.0520	1.7798	1.8300	0.0554	0.0196
16	2.6087	2.6691	0.0425	0.0417	1.8564	1.3847	0.0259	0.0112

Представление о расщеплении полосы проводимости ртути в жидком состоянии было введено Н. Моттом в работе [12]. Причину существенной расходимости экспериментальных данных по электропроводности с модельными оценками подхода П. Друде он объяснял наличием существенного понижения плотности состояний в области поверхности Ферми в энергетическом спектре электронов ртути. Результаты работы [13] подтвердили гипотезу Н. Мотта о наличии псевдощели в энергетическом спектре ртути.

тические состояния электронов будут поверхностными состояниями. Для однократно расщепленной полосы проводимости к поверхностным состояниям относятся характеристики электронов на полосах с j равными 2, 3 и 4. Подобная картина наблюдается и для распределения вкладов от поверхностных состояний в оптическую проводимость сплава с чистой поверхностью (рис. 3).

Для сплава с окисленной поверхностью (рис. 4) вклад от поверхностных состояний формируется полосами с j равными 5, 6 и 7.

ТЕПЛОТА АДСОРБЦИИ КИСЛОРОДА НА ПОВЕРХНОСТЬ СПЛАВА АЛЮМИНИЯ С ПРАЗЕОДИМОМ

В работе [14] было показано, что при анализе результатов измерения оптических параметров расплавов редкоземельных металлов методом эллипсометрии можно уверенно определить положение поверхностных уровней. Характеристики и количество этих поверхностных состояний определены симметрией и количеством валентных электронов, в данном случае, трех. В этой работе исходили из того, что наиболее близкие к энергетическим уровням электронов полосы, которые относятся к полосе проводимости, энерге-

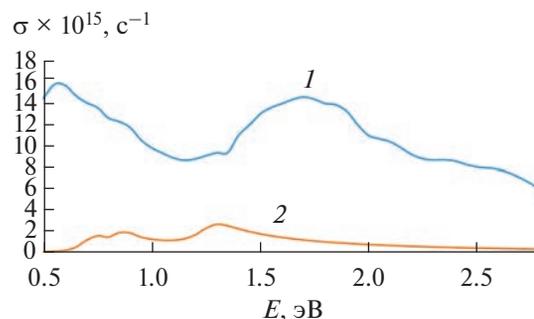


Рис. 3. Спектр оптической проводимости сплава Al–2.54 ат. % Pt (T= 298 К): 1 – сплав с чистой поверхностью, 2 – вклад от поверхностных состояний.

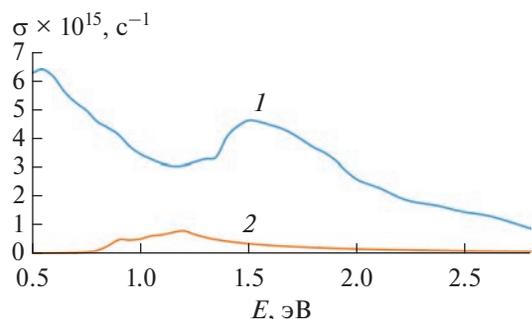


Рис. 4. Спектр оптической проводимости сплава Al–2.54 ат. % Pr ($T = 298$ K): 1 – сплав с окисленной поверхностью, 2 – вклад от поверхностных состояний.

Можно предположить, что электронные характеристики для полос с меньшими значениями j следует отнести к неоднократно расщепленной полосе проводимости.

Влияние окисла на поверхности пленки алюминия привело к тому, что максимальные значения высоты вклада от поверхностных состояний практически в два раза ниже, чем подобная высота для пленки алюминия. Отсюда можно сделать вывод, что частоты плазменных колебаний, а также количество электронов в поверхностных состояниях пленки алюминия с чистой поверхностью выше, чем у пленки с окисленной поверхностью. Таким образом, количество центров активации окислительных процессов для алюминия с открытой поверхностью существенно больше, чем для окисленной поверхности.

В работе [2], при описании видов оптической проводимости пленки алюминия как с чистой поверхностью, так и окисленной, к поверхностным состояниям отнесли полосы с j равными 5, 6 и 7. Отметим тот факт, что при легировании алюминия празеодимом степень расщепления полосы проводимости пленки сплава с чистой поверхностью существенно уменьшилась. При этом энергетическое распределение полос поверхностных состояний пленки сплава Al–2.54 ат. % Pr как с чистой, так и окисленной поверхностью изменилось незначительно.

Таблица 4. Электронные характеристики поверхностных состояний и теплота адсорбции пленки сплава Al–2.54 ат. % Pr при комнатной температуре

Поверхность пленки чистая			Окисленная			Q	
j	$\Delta_j^c, \text{эВ}$	z_j^c	j	$\Delta_j^o, \text{эВ}$	z_j^o	эВ	кДж/моль
2	0.7118	0.0709	5	0.8768	0.0186	–0.0342	
3	0.8578	0.0311	6	1.0418	0.0224	–0.0033	
4	1.2611	0.1564	7	1.1672	0.0180	–0.1762	
Σ	–	–	–	–	–	–0.2137	–20.609

В работе [15] исходили из того, что в акте адсорбции единичной молекулы кислорода на поверхность металла она взаимодействует с потенциалом двумерной подсистемы электронов, находящихся в резонансных поверхностных состояниях. Адсорбция приводит к изменению энергетического положения поверхностных состояний электронов металла. В этом случае возможность оценки из данных эксперимента величины этого изменения позволяет провести качественную оценку энергетики процессов адсорбции газов на металле. В [15] предложено оценивать теплоту адсорбции Q по уравнению

$$Q = \sum_{j_{\min}}^{j_{\max}} (\Delta_j^o z_j^o - \Delta_j^c z_j^c), \quad (15)$$

где Δ_j^c, z_j^c – электронные характеристики поверхностных состояний чистой поверхности, Δ_j^o, z_j^o – окисленной. Здесь j_{\min} и j_{\max} – минимальное и максимальное значение j полос поверхностных состояний электронов.

В табл. 4 приводятся электронные характеристики энергетики Δ_j и заполнения z_j полос поверхностных состояний, необходимых для оценки теплоты адсорбции. Полученные величины теплоты адсорбции показывают, что равновесие процессов взаимодействия кислорода с поверхностью пленки сплава Al–2.54 ат. % Pr при комнатной температуре сдвинуто в сторону десорбции.

При этом теплота десорбции кислорода на поверхности пленки сплава Al–2.54 ат. % Pr практически в два раза выше, чем теплота десорбции пленки алюминия [2]. По результатам работы [2] был сделан вывод, что легирование алюминия лантаном приводит к уменьшению температуры начала интенсивного окисления сплава из системы алюминий–лантан, по сравнению с алюминием. Здесь же можно сделать вывод, что легирование алюминия празеодимом препятствует окислительным процессам и пленку этого сплава можно использовать при защите конструкционных материалов от окисления.

ВЫВОДЫ

1. Для пленки сплава Al–2.54 ат. % Rg наблюдается минимальное расщепление полосы проводимости, т.е. внутри их полосы проводимости находится только один участок запрещенных состояний. При этом распределение на энергетической шкале вкладов в спектр оптической проводимости от поверхностных состояний электронов для пленки сплава как с чистой поверхностью, так и окисленной отличаются незначительно.

2. Положение равновесия процессов адсорбции-десорбции для пленки сплава Al–2.54 ат. % Rg сдвинуто в сторону десорбции. При этом теплота десорбции пленки сплава существенно выше, чем теплота десорбции пленки алюминия. Таким образом, пленку этого сплава можно использовать при защите конструкционных материалов от окисления

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием Института химии твердого тела УрО РАН № АААА-А19-119031890028-0.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононенко В.И., Шевченко В.Г. Физикохимия активации дисперсных систем на основе алюминия. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 238 с.
2. Киселев А.И., Акашев Л.А., Попов Н.А. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2022. Т. 58. № 2. С. 189.
3. Чеботин В.Н. Физическая химия твердого тела. М.: Химия, 1982. 320 с.
4. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
5. Основы эллипсометрии / Под ред. А.В. Ржанова. М.: Наука, 1979. 424 с.
6. Archer R.J. // J. Opt. Soc. Amer. 1962. V. 52. № 9. P. 970.
7. Друде П. Оптика. М.–Л.: ОНТИ, 1935. 468 с.
8. Kiselev A.I., Kononenko V.I., Akashev L.A. // High Temperature. 2002. V. 40. № 1. P. 44.
9. Коваленко Н.П., Красный Ю.П., Тригер С.А. Статистическая теория жидких металлов. М.: Наука, 1990. 204 с.
10. Мотулевич Г.П. Оптические свойства непреходных металлов // Тр. ФИАН СССР. 1971. Т. 55. С. 3–150.
11. Акашев Л.А., Кононенко В.И. // ТВТ. 2001. Т. 39. № 3. С. 412–415.
12. Mott N.F. // Phil. Mag. **13**. (125), 989 (1966).
13. Kiselev A.I. // Optics and spectroscopy. V. 125. № 2. P. 205–207.
14. Киселев А.И., Акашев Л.А., Кононенко В.И. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 5. С. 709–713.
15. Kiselev A.I., Shevchenko V.G., Konyukova A.V., Mozgovoi A.G. // Protection of Metals and Physical Chemistry of Surfaces. 2011. V. 47. № 2. P. 167–170.